Untersuchungen zur Stromverstärkung durch magnetische Flußkompression in einem koaxialen Explosivgenerator

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Herbert Scholles
aus Mönchengladbach

Düsseldorf
1982

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535703_0022

UNTERSUCHUNGEN ZUR STROMVERSTÄRKUNG DURCH MAGNETISCHE FLUSSKOMPRESSION IN EINEM KOAXIALEN EXPLOSIVGENERATOR

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Herbert Scholles
aus Mönchengladbach

Düsseldorf 1982

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Professor Dr. H. R. Kleinhanß

2. Berichterstatter: Professor Dr. J. Kranz

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Dezember 1982

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1	EINLEITUNG	1
2	MAGNETISCHE FLUSSKOMPRESSION	5
2.1	Prinzip der magnetischen Flußkompression	5
2.2	Leiterkonfigurationen für Explosivgeneratoren	10
3	GRUNDLAGEN DER VERSUCHSDURCHFÜHRUNG	16
3.1	Detonationsphysikalische Grundlagen	16
3.1.1	Detonation und Sprengstoff	16
3.1.2	Detonative Metallbeschleunigung	18
3.2	Detonationsphysikalische Meßmethoden	20
3.2.1	Röntgenographisches Meßverfahren	20
3.2.2	Pin-Kontakt-Verfahren	22
3.3	Voruntersuchungen des Kollapses von Hohlzylindern	24
3.3.1	Hydrodynamisches Modell	24
3.3.2	Fertigung der Ladungen	28
3.3.3	Experimentelle Untersuchungen und Ergebnisse	29
3.4	Der Entladungskreis	35
3.5	Strommeßverfahren	38
3.5.1	Induktive Sonden	38
3.5.2	Strommessung mittels des Faraday-Effekt	38
4	EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN DES EXPLOSIVGENERATORS	46
4.1	Der Versuchsaufbau	46
4.1.1	Prinzipschaltbild der Experimente	46
4.1.2	Schalteranordnung für Explosivgenerator-Experimente	48
4.1.3	Experimenteller Aufbau	51

4.2	Experimente mit dem Prototyp EXG-0	55
4.2.1	Beschreibung des Explosivgenerators EXG-0	55
4.2.2	Ergebnisse und Bewertung der Versuche	61
4.3	Experimentelle Untersuchungen zum Generatorverhalten gegen Ende der Kompression	66
4.3.1	Weitere Experimente mit dem Prototyp EXG-0	66
4.3.2	Explosivgeneratoren EXG-I und EXG-II	69
4.4	Explosivgenerator EXG-III	74
5	NUMERISCHE RECHNUNGEN UND VERGLEICH VON THEORIE UND EXPERIMENT	79
5.1	Zielsetzung des Modells und Voraussetzungen	79
5.1.1	Zielsetzung	79
5.1.2	Zusammenfassung der Voraussetzungen	80
5.2	Magnetische Diffusion in einen Leiter	81
5.2.1	Grundlagen	81
5.2.2	Magnetfelddiffusion am koaxialen Explosivgenerator	86
5.3	Beschreibung des Rechenmodells	88
5.4	Vergleich des Modells mit den Experimenten	90
5.5	Sensibilitätsanalyse und Wiederholbarkeit	94
5.6	Diskussion der Stromverstärkung	97
6	ZUSAMMENFASSUNG	102
	LITERATURVERZEICHNIS	
	Liste der verwendeten Symbole	
	Dank	
	Lebenslauf	

1 Einleitung

Mit Hilfe der magnetischen Flußkompression lassen sich elektromagnetische Impulse mit einem Energieinhalt von über 1 MJ für mehrere Mikrosekunden erzeugen. Als Energiequelle für die Kompression werden detonierende Sprengstoffe verwendet, deren Energieinhalt etwa 5 MJ/kg beträgt. Die Systeme bestehen aus einem geschlossenen Leiter, der einen primär, z.B. durch eine Kondensatorentladung erzeugten magnetischen Fluß einschließt. Durch den Detonationsdruck wird ein Teil der leitenden Oberfläche auf Geschwindigkeiten zwischen 0.5 und 5 mm/µs (entsprechend 0.5 bis 5 km/s) beschleunigt, so daß sich durch die geeignete Wahl einer Generatorform eine Abnahme der Induktivität erreichen läßt. Besitzt das gesamte System eine genügend geringe Impedanz, so kann man je nach Geometrie ultrahohe Magnetfelder (über 1 kT, entsprechend 10 MG) oder hohe Stromstärken (über 1 MA) erreichen. Dabei wird ein Teil der kinetischen Energie in elektromagnetische umgewandelt.

Die Methode der magnetischen Flußkompression mit Hilfe detonierender Sprengstoffe wurde 1957 von TERLETSKII /1/ für die Erzeugung hoher Magnetfelder zur Teilchenbeschleunigung vorgeschlagen; erste experimentelle Ergebnisse mit Magnetfeldern um 1 kT wurden 1960 von FOWLER, CAIRD und GARN /2/ veröffentlicht. Die erste größere Konferenz auf diesem Gebiet fand 1965 in Frascati, Italien, statt /3/, die zweite 1979

in Washington D.C. /4/. In der Zwischenzeit erschienen einige grundlegende Abhandlungen zu diesem Thema (HERLACH /5/; KNOEPFEL /6/; FOWLER, CAIRD, GARN /7/), die sich neben den experimentellen Techniken auch mit dem Problem der Magnetfelddiffusion befassen.

Wie bereits erwähnt wurde, unterteilt man die Flußkompressionssysteme in

- Stromgeneratoren[1)], bei denen das Kompressionsvolumen gewöhnlich von der induktiven Last getrennt ist;
- Magnetfeldgeneratoren, bei denen durch radiale Kompression eines hohlzylindrischen Leiters ultrahohe Magnetfelder auf der Achse erzeugt werden.

Die Stromgeneratoren lassen sich prinzipiell in drei Klassen einteilen:

- Generatoren mit ebener Geometrie /7/ - /12/,
- Generatoren mit spiral- oder helixförmiger Geometrie /7/, /13/ - /17/,
- Generatoren mit koaxialer Geometrie /7/, /9/, /14/, /16/.

Sie werden neben der Erzeugung von hohen Magnetfeldern in den externen induktiven Lasten zur Zeit vor allem in zwei

---

1) Für die Flußkompressionssysteme hat sich allgemein der Begriff "Generator" durchgesetzt, obwohl sie eigentlich "Multiplikatoren" oder "Verstärker" heißen müßten.

Forschungsgebieten angewendet:

- in Verbindung mit einem Pulstransformator zur Versorgung eines Plasmafokus-Experiments /12/, /18/, /19/, /20/;
- als Energiequelle zur elektromagnetischen Beschleunigung kleiner Kunststoffprojektile auf Geschwindigkeiten über 10 km/s (sog. "Railgun" /12/, /21/ - /23/).

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit einem in koaxialer Geometrie aufgebauten Generator. Diese Anordnung wurde im Hinblick auf eine mögliche Anwendung in Verbindung mit einem Plasmafokus gewählt. Im Gegensatz zu den koaxialen Generatoren von BICHENKOV /9/ und MORIN und VEDEL /16/ ist der Außenleiter mit Sprengstoff belegt und mit einer externen Last verbunden.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung eines derart aufgebauten Explosivgenerators, der mit weniger als 1 kg Sprengstoff bei Ausgangsströmen um 300 kA Stromstärken im Mega-Ampere-Bereich erzeugen kann. Die Sprengstoffmenge wird auf diesen Wert begrenzt, da andernfalls wesentlich umfangreichere Schutzmaßnahmen zu treffen sind.

Parallel zu den experimentellen Untersuchungen wurde ein einfaches Rechenmodell entwickelt, mit dem der Stromverlauf während der Kompression annähernd berechnet werden kann. Es bietet einerseits die Möglichkeit der Sensibilitätsanalyse,

andererseits lassen sich - ausgehend von den experimentellen Untersuchungen - Prognosen für die weitere Entwicklung des koaxialen Generators gewinnen, so vor allem im Hinblick auf eine Anwendung mit sehr hohen Anfangsstromstärken.

2 Magnetische Flußkompression

2.1 Prinzip der magnetischen Flußkompression

Das Prinzip der magnetischen Flußkompression zur Erzeugung hoher Stromstärken läßt sich anschaulich an dem einfachen Ersatzschaltbild der Abbildung 2-1 erläutern.

Der Kreis besteht aus der zeitabhängigen Generatorinduktivität $L_G(t)$, dem zeitabhängigen ohmschen Widerstand $R(t)$ und der induktiven Last L_l. Führt man die Gesamtinduktivität $L(t) = L_G(t) + L_l$ ein und fließt in dem Kreis der

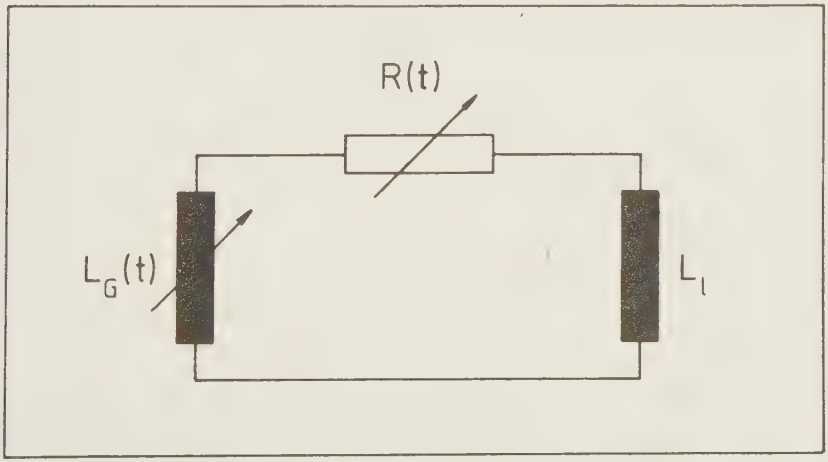

Abbildung 2-1: Ersatzschaltbild der magnetischen Flußkompression zur Erzeugung sehr hoher Stromstärken

Strom i(t), so gilt

$$L \frac{di}{dt} + (R + \frac{dL}{dt})i = 0 \qquad (2\text{-}1)$$

Mit den Anfangsbedingungen

$$i(0) = i_0 \qquad L(0) = L_0$$

erhält man durch Integration aus (2-1):

$$i(t) = i_0 \frac{L_0}{L(t)} \exp\left(-\int_0^t \frac{R(t')}{L(t')} dt' \right) \qquad (2\text{-}2)$$

bzw. für den magnetischen Fluß

$$\Phi(t) = \Phi_0 \exp\left(-\int_0^t \frac{R(t')}{L(t')} dt' \right) \qquad (2\text{-}3)$$

Die Größe

$$\lambda(t) = \exp\left(-\int_0^t \frac{R(t')}{L(t')} dt' \right) \qquad (2\text{-}4)$$

nennt man den Flußkoeffizienten oder auch Flußverlustfaktor; er gibt den relativen Anteil des zum Zeitpunkt t noch vorhandenen magnetischen Flusses an. Zur Kennzeichnung der Induktivitätsänderung führt man das induktive Kompressionsverhältnis

$$\gamma_L(t) = \frac{L_0}{L(t)} \tag{2-5}$$

ein. Mit Hilfe dieser beiden grundlegenden Größen ergibt sich die Strommultiplikation eines Explosivgenerators zu

$$\gamma_i(t) = \gamma_L(t) \cdot \lambda(t) \tag{2-6}$$

Die Gleichung (2-1) liefert eine Grundbedingung für eine Stromverstärkung: Da die Induktivität während der Kompression abnimmt, gilt

$$\frac{dL}{dt} < 0 \tag{2-7}$$

D.h. eine Stromverstärkung kann nur dann stattfinden, wenn die Bedingung

$$R < - \frac{dL}{dt} \tag{2-8}$$

erfüllt ist.

Zum Erstellen einer Leistungsbilanz multipliziert man die Gleichung (2-1) mit dem Strom i und erhält nach Umordnen

der einzelnen Terme

$$\frac{1}{2}\frac{dL}{dt}i^2 = Ri^2 + \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}Li^2\right) \qquad (2\text{-}9)$$

Die linke Seite gibt die Energie an, die bei der Einwirkung der äußeren Kräfte auf den Generator durch die Induktivitätsänderung frei wird. Die rechte Seite zeigt, daß die Umwandlung in magnetische Energie nicht vollständig erfolgt, sondern daß ein Teil in Joulesche Wärme umgesetzt wird.

Die Energiemultiplikation $\gamma_W(t)$ ergibt sich zu

$$\gamma_W(t) = \frac{\Psi(t)}{\Psi_0} = \frac{Li}{L_0 i_0} \cdot \gamma_L(t) \cdot \lambda^2(t) \qquad (2\text{-}10)$$

Soll eine Energieverstärkung erreicht werden, so müssen gemäß Gleichung (2-9) die Jouleschen Verluste kleiner sein als die gleichzeitig freiwerdende Energie. Dies führt zu der Bedingung

$$2R < -\frac{\dot{L}}{L} \qquad (2\text{-}11)$$

Ein Vergleich mit (2-8) zeigt, daß bei einem Explosivgenerator die Verluste die Energieverstärkung wesentlich stärker beeinflussen als die Stromverstärkung.

Da die Induktivität $L_G(t)$ innerhalb einer Zeit, die klein gegenüber der Zeitkonstanten $L(t)/R(t)$ des Kreises ist, verkleinert werden muß (vgl. Gleichung (2-2)), verwendet man bei den Stromgeneratoren detonierende Sprengstoffe, die innerhalb kürzester Zeit sehr große äußere Kräfte freisetzen können[1]. Die pro Zeiteinheit vom Sprengstoff freigesetzte Energie P_{exp} berechnet sich aus dem spezifischen Energieinhalt w_{exp}, der Detonationsgeschwindigkeit D und dem Querschnitt A der Belegung zu

$$P_{exp} = w_{exp} \cdot A \cdot D \qquad (2\text{-}12)$$

Führt man für die Umwandlung von chemischer Energie in Arbeit am Generator den Wirkungsgrad η ein, so erhält man

$$-\frac{1}{2}\frac{dL}{dt} i^2 = \eta P_{exp} \qquad (2\text{-}13)$$

/15/,/24/. Hieraus läßt sich der maximal mögliche Strom i_{max} berechnen:

$$i_{max} = \sqrt{\frac{2\eta P_{exp}}{-\frac{dL}{dt}}} \qquad (2\text{-}14)$$

---

1) Bei der Erzeugung hoher Magnetfelder in Magnetfeldgeneratoren findet die Kompression des flußbegrenzenden Leiters in manchen Fällen durch elektromagnetische Kräfte statt /25/, /26/. Eine Anwendung auf die Erzeugung hoher Stromstärken ist nicht bekannt.

Diese Beziehung muß für jeden speziellen Generator analysiert werden, da die einzelnen Größen sich zum Teil gegenseitig beeinflussen (siehe 4.2.1 Prototyp EXG-0).

2.2 Leiterkonfigurationen für Explosivgeneratoren

Für Explosivgeneratoren zur Erzeugung hoher Stromstärken sind verschiedene Generatortypen untersucht worden. Diese lassen sich in drei Gruppen einteilen, die schematisch in der Abbildung 2-2 dargestellt sind:

- Generatoren mit ebener Geometrie,
- Generatoren mit helixförmiger Geometrie,
- koaxiale Generatoren.

Rein zylindrische oder sphärische Generatoren werden ausschließlich zur Erzeugung hoher Magnetfelder benutzt und im folgenden nicht betrachtet.

Die Generatoren mit ebener Geometrie bestehen aus mindestens zwei Stromschienen, von denen wenigstens eine mit Sprengstoff belegt ist. Es lassen sich prinzipiell zwei Gruppen unterscheiden:

- "plate"-Generatoren
- "strip"-Generatoren.

Beim "plate"-Generator /27/ sind die obere und die untere Platte mit Sprengstoff belegt. Die beiden Sprengstoffbelegungen werden simultan über ihrer gesamten äußeren Ober-

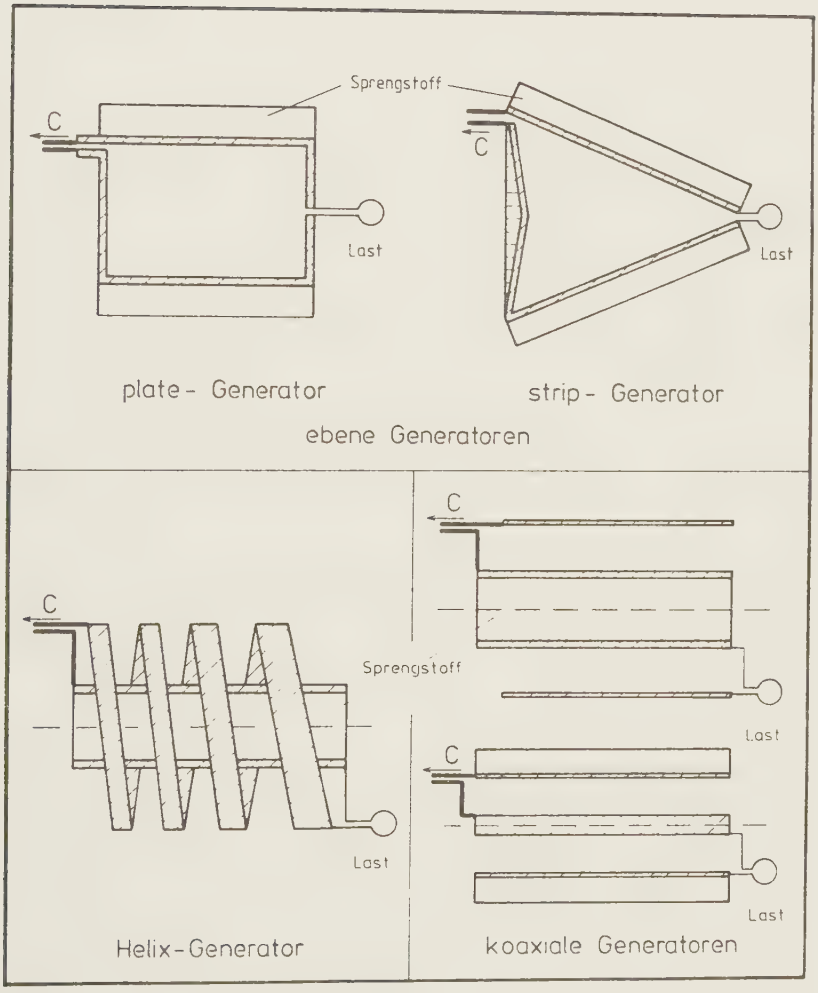

Abbildung 2-2: Verschiedene Explosivgeneratortypen

fläche initiiert, so daß beide Platten gleichzeitig zur Mitte hin beschleunigt werden und den primär erzeugten magnetischen Fluß zwischen sich konzentrieren. Die Vorteile dieses Generators liegen im einfachen Aufbau sowie in der hohen Strombelastbarkeit. Nachteilig erscheint die sehr große Sprengstoffmenge und die problematische gleichförmige Initiierung über der gesamten Oberfläche.

Der "strip"-Generator ist ebenfalls im wesentlichen ein Bandleiter, dessen Induktivität durch Variation des Abstandes der beiden Leiter verändert werden kann. Die Unterschiede zum "plate"-Generator bestehen jedoch darin, daß er nur einen einzigen Zündpunkt benötigt und daß die Detonation tangential zur Oberfläche abläuft /11/, /28/, /30/. Eine interessante Variante ist der von FOWLER /30/ entwikkelte Minigenerator, der weniger als 100 g Sprengstoff benötigt.

Die helixförmigen Generatoren besitzen im Vergleich zu allen anderen eine sehr hohe Induktivität pro Längeneinheit. Um den mit Sprengstoff gefüllten Innenleiter verläuft koaxial der spiralförmige Außenleiter. Der Kontaktpunkt zwischen dem expandierenden Innenleiter und dem Außenleiter läuft helixförmig auf die Lastinduktivität zu. In den meisten Fällen wird der Querschnitt der Windungen zum Ende hin vergrößert, um die Stromdichte zu begrenzen (vgl. Abbildung 2-2). Die nicht geschlossene Oberfläche bedingt bei diesem

Generatortyp allerdings hohe Flußverluste während der Kompression.

Der koaxiale Generator ist im wesentlichen ein koaxialer Leiter, bei dem die Induktivitätsänderung entweder durch explosive Expansion des Innenleiters oder durch explosive Kompression des Außenleiters bewirkt wird. Die kleine Induktivität pro Längeneinheit läßt diese Anordnung besonders im Vergleich mit der helixförmigen schlecht abschneiden. Jedoch besitzt dieser Typ aufgrund der geschlossenen Oberfläche eine höhere mechanische Festigkeit und auch eine höhere Strombelastbarkeit (100 MA bei 30 cm Leiterdurchmesser /28/). Auch sind die Flußverluste dieses Generators geringer als die des helixförmigen, so daß er häufig als letzte Stufe einer mehrstufigen Anordnung verwendet wird.

Die mehrstufigen Explosivgeneratoren bestehen aus zwei und mehr zusammengeschalteten Systemen, so daß auf diese Art und Weise sehr hohe Ströme erreicht werden können. Hierzu sind bisher entweder mehrere ebene /8/, /20/, /29/ oder helixförmige und koaxiale /16/ Generatoren verwendet worden.

In der Tabelle I sind einige experimentelle Ergebnisse aus der Literatur zusammengefaßt, wie sie in einer früheren Arbeit zusammengestellt worden sind /31/. Die Variablen bedeuten:

- m_{exp}: angegebene Sprengstoffmenge
- L_{G0}: Generator-Anfangsinduktivität
- L_l: Lastinduktivität
- γ_{Lf}: maximales induktives Kompressionsverhältnis

  $\gamma_{Lf} = (L_{G0} + L_l) / L_l$
- i_0: Anfangsstrom
- i_f: maximaler Strom
- γ_{if}: maximale Stromverstärkung

  $\gamma_{if} = i_f / i_0$
- λ_{if}: Flußkoeffizient im Strommaximum

  $\lambda_{if} = (L_{G0} + L_l)\, i_0 / (L_l i_f)$
- W_0: magnetische Anfangsenergie

  $W_0 = (L_{G0} + L_l)\, i_0^2 / 2$
- W_f: Maximalenergie

  $W_f = L_l\, i_f^2 / 2$
- γ_{Wf}: maximale Energieverstärkung

  $\gamma_{Wf} = W_f / W_0$

Tabelle I: Generatoren mit magnetischer Flußkompression zur Erzeugung sehr hoher Stromstärken

	eben /8/	spiral /17/	spiral /16/	koaxial /16/
m_{exp}/kg	6.0	4.5	5.0	3.6
L_{G0}/nH	435	1350	1680	137
L_l/nH	12	40	30	31.5
γ_{Lf}	37.25	34.75	57	5.33
i_0/kA	550	380	450	3900
i_f/MA	12.5	6.2	22	18.5
γ_{if}	22.73	16.3	48.8	4.7
λ_{if}	0.61	0.47	0.86	0.89
W_0/kJ	67.6	100	170	1280
W_f/MJ	0.94	0.77	7.26	5.38
γ_{Wf}	13.86	7.7	41.9	4.2

3 Grundlagen der Versuchsdurchführung

3.1 Detonationsphysikalische Grundlagen

3.1.1 Detonation und Sprengstoff

Sprengstoffe sind Substanzgemische oder auch einheitliche chemische Verbindungen, bei denen in einer exotherm-chemischen Reaktion die Energie außerordentlich rasch und unter erheblicher mechanischer Wirkung umgesetzt wird. Je nach Art und Ablauf bezeichnet man diese Reaktion als Explosion oder als Detonation. Charakteristisch für den Ablauf der letzteren ist die Detonationswelle, d.h. die Kopplung einer Stoßwelle mit einer chemischen Reaktion. Dabei löst der Stoß die chemische Reaktion aus, und diese wiederum hält den Stoß aufrecht.

Die hervorstechendste Eigenschaft der Detonation ist die Konstanz der Geschwindigkeit, mit der sich die Reaktion in homogenen Sprengstoffen mit hinreichenden Abmessungen fortpflanzt. Je nach Art, Dichte und Zusammensetzung liegt die Detonationsgeschwindigkeit zwischen 1 und 10 mm/µs.

Für die Experimente wurden sowohl ein Gemisch aus Hexogen (RDX) und Trinitrotoluol (TNT) im Verhältnis RDX/TNT 60/40 als auch phlegmatisiertes Nitropenta (PETN-formbar) verwendet. Phlegmatisierte Sprengstoffe, die auch als Plastik-

Sprengstoffe bezeichnet werden, sind mit geringprozentigen Wachszusätzen versehen, die die Empfindlichkeit beeinflussen und gleichzeitig ein Gleit- und Bindemittel darstellen. In der Tabelle II sind die wichtigsten Eigenschaften der verwendeten Sprengstoffe zusammengestellt /32/.

Tabelle II: Eigenschaften der verwendeten Sprengstoffe

2,4,6-TRINITROTOLUOL (TNT)	
Bruttoformel:	$C_7H_5N_3O_6$
Dichte:	1.64 g/cm^3
Detonationsgeschwindigkeit:	6.9 mm/µs
HEXOGEN (RDX)	
Bruttoformel:	$C_3H_6N_6O_6$
Dichte:	1.82 g/cm^3
Detonationsgeschwindigkeit:	8.75 mm/µs
NITROPENTA (PETN)	
Bruttoformel:	$C_5H_8N_4O_{12}$
Dichte:	1.77 g/cm^3
Detonationsgeschwindigkeit:	8.4 mm/µs
COMPOSITION B (RDX/TNT 60/40)	
Dichte:	1.72 g/cm^3
Detonationsgeschwindigkeit:	7.8 mm/µs

3.1.2 Detonative Metallbeschleunigung

Hinsichtlich der Lage der Detonationsfront zur Metalloberfläche unterscheidet man zwei Anordnungen:

- die normale Beschleunigung, bei der sich die Detonationsfront in Normalenrichtung auf die Platte zubewegt;
- die laterale oder streifende Beschleunigung, bei der die Bewegung der Detonationsfront parallel zur Platte verläuft.

In beiden Fällen ist der erste Teil der Beschleunigung durch das Einkoppeln und die Reflexion von Stoß- und Verdünnungswellen in die Metallplatte, die im folgenden Liner genannt wird, charakterisiert, während der Schwadendruck eine weitere beschleunigende Wirkung besitzt.

Die Abbildung 3-1 zeigt schematisch die laterale Beschleunigung, wie sie auch beim zu untersuchenden Generator benutzt wird. Vom Fußpunkt F der streifenden Detonationsfront läuft eine Stoßwelle in das Metall hinein; es wird beschleunigt und knickt um den Winkel φ ab. Die Geschwindigkeit $\underline{v}$ der Metallelemente ist - abgesehen von einer kleinen Übergangszone hinter der Detonationsfront - zeitlich konstant /33/, so daß die Beschleunigung im wesentlichen durch einen einmaligen Druckstoß charakterisiert werden kann. Da die Gesamtlänge des Metalls unverändert bleibt /34/, ergibt sich die Materialgeschwindigkeit v aus der Beziehung

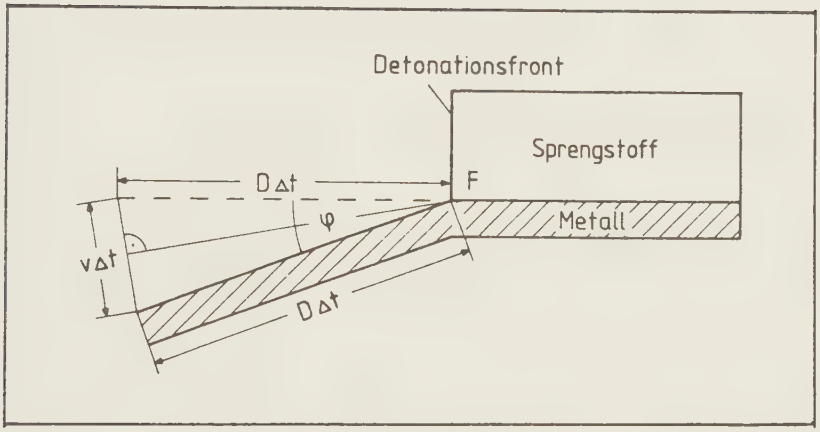

Abbildung 3-1: Beschleunigung des Liners bei streifender Detonation

$$v = 2\ D\ \sin(\varphi/2) \qquad (3\text{-}1)$$

Der Abklappwinkel φ läßt sich z.B. aus Röntgenaufnahmen bestimmen, so daß man bei gleichzeitiger Messung der Detonationsgeschwindigkeit D die Geschwindigkeit v mit der Gleichung (3-1) berechnen kann.

3.2 Detonationsphysikalische Meßmethoden

3.2.1 Röntgenographisches Meßverfahren

Die röntgenographischen Untersuchungen umfaßten Röntgenblitzaufnahmen während des Detonationsvorgangs, mit deren Hilfe das dynamische Verhalten der Metalleinlagen untersucht wurde. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß im Gegensatz zu optischen Beobachtungen das Detonationsleuchten die Messung nicht beeinflußt. Auf dem Versuchsgelände Neandertal steht zu diesem Zweck eine Vier-Kanal-Röntgenblitzanlage der FIELD EMISSION CORPORATION zur Verfügung, mit der man sowohl stereographische als auch Einzelaufnahmen machen kann /35/, /37/.

Die Abbildung 3-2 zeigt den elektrischen Versuchsaufbau, wie er im wesentlichen bei den röntgenographischen Untersuchungen verwendet wurde. Nach dem Erreichen durch die Detonationsfront steuert die Triggersonde T den STL-Retarder an, der mit einer Zeitverzögerung unter 10 ns einen Startimpuls an den Röntgenblitz-Retarder, an das Zeitmeßgerät NSC[1)] und an die Transient Recorder[2)] liefert. Die vom Röntgenblitz-Retarder nach einstellbaren Verzögerungszeiten ausgehenden Startimpulse werden verstärkt und steuern im

1) NSC, Institutseigenbau /36/

2) Transient Recorder TR 8100 der Firma GOULD/BIOMATION

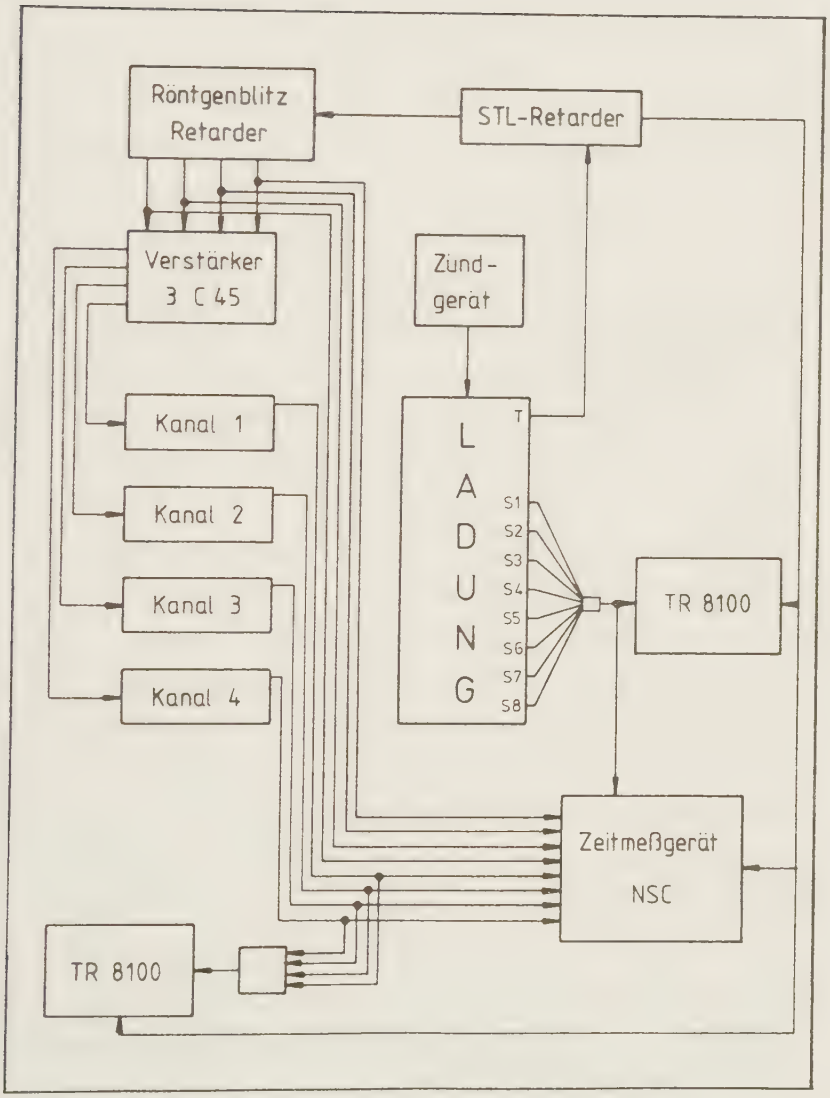

Abbildung 3-2: Blockschaltbild des elektrischen Versuchsaufbaus bei röntgenographischen Untersuchungen

entsprechenden Kanal die erste Funkenstrecke eines Marx-Generators im Pulser an. Durch den Puls von maximal 300 kV werden in der hochevakuierten Röntgenröhre die Elektronen durch Feldemission ausgelöst. Die Halbwertsbreite des Röntgenblitzes beträgt 70 ns; der Einsatz des Röhrenstromes stimmt zeitlich exakt mit der Röntgenemission überein /35/, so daß der Röhrenstrom zur Bestimmung der Röntgenblitzzeiten herangezogen werden kann. Gleichzeitig wird side-on die Detonationsgeschwindigkeit mit den Pin-Kontakt-Sonden S1 bis S8 gemessen, so daß die Materialgeschwindigkeit v gemäß Gleichung (3-1) bestimmt werden kann.

3.2.2 Pin-Kontakt-Verfahren

Das Pin-Kontakt-Verfahren wird vor allem verwendet, um entweder Aussagen über die Ebenheit einer Detonationsfront zu machen oder um Detonations- bzw. Materialgeschwindigkeiten zu messen. Die verwendeten koaxialen Meßkontakte bestehen aus handelsüblichen Injektionsnadeln, in die isoliert ein 0,2 mm dicker Kupferlackdraht eingezogen wird und die an ein Koaxialkabel angelötet werden. Über einen Vorwiderstand werden sie auf -20 V aufgeladen und über einen Koppelkondensator an das entsprechende Registriergerät angeschlossen. Durch das Detonationsplasma oder die Metalloberfläche wird die plangeschliffene Oberfläche kurzgeschlossen und eine Kabelentladung ausgelöst, die das Zeitmeßgerät ansteu-

ert. Untersuchungen von KASPARI /38/ haben gezeigt, daß die Impulsanstiegszeiten kleiner als 5 ns mit einem Fehler von 1.5 ns sind. SUDHOFF /39/ bestimmte die Anstiegszeit der verwendeten Koaxialsonden über den Triggerschwellwert von 2 V des Zeitmeßgeräts zu weniger als 1 ns bei einem nichtfeststellbaren Jitter.

Diese Koaxialsonden wurden bei sämtlichen Vorexperimenten verwendet, die nicht unter Hochspannung durchgeführt wurden. Während der experimentellen Untersuchung des Explosivgenerators ergab sich die Notwendigkeit, die Lage der Detonationsfront relativ zu den übrigen Meßsignalen zu erfassen. Zum Schutz der Meßelektronik vor Hochspannungsüberschlägen war eine Potentialtrennung notwendig, die über eine Opto-Kopplung erfolgte. Hierzu wurde eine Beschaltung der Sonden gemäß Abbildung 3-3 entwickelt, die unabhängig von Versorgungsspannungen in einem Kästchen in der Nähe des Experiments untergebracht werden kann. Über ein Koaxialkabel steuern die Impulse eine rot emittierende Leuchtdiode an, deren Blitz ein Photomultiplier registiert und ein Transient Recorder speichert. Vergleicht man ein herkömmlich aufgezeichnetes Pin-Sonden-Signal mit einem mit optischer Kopplung registrierten, so zeigt sich zwischen ihnen eine systematische Differenz von 100 ns bei einer Anstiegszeit des optischen Signals von 70 ns. Dies ist für den verwendeten Zweck ausreichend, da die zu messende Zeitdifferenz bei den Explosivgenerator-Experimenten etwa 40 µs ist.

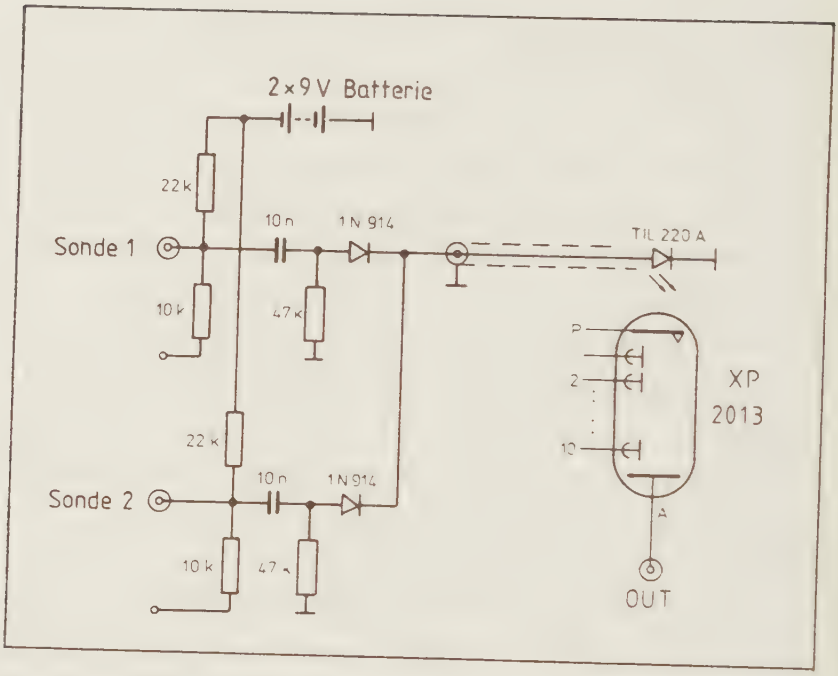

Abbildung 3-3: Optische Kopplung für Pin-Kontakt-Sonden

3.3 Voruntersuchungen des Kollapses von Hohlzylindern

3.3.1 Hydrodynamisches Modell

Zum Kollaps von detonativ beschleunigten Hohlzylindereinlagen existiert keine geschlossene Theorie. Faßt man ihn jedoch als hydrodynamischen Strömungsvorgang einer idealen, inkompressiblen Flüssigkeit auf, so kann man ihn mit Hilfe einer von STERNE /40/ entwickelten Theorie beschreiben.

Ausgehend von der allgemeinen Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \underline{v}) = 0 \qquad (3\text{-}2)$$

erhält man wegen der Inkompressibilität und unter der Annahme einer rein radialen Strömung die Beziehung

$$\frac{\partial (r v_r)}{\partial r} = 0 \qquad (3\text{-}3)$$

Durch Integration dieser Gleichung ergibt sich

$$r \frac{\partial r}{\partial t} = a(t) \qquad (3\text{-}4)$$

wobei a(t) eine zeitabhängige Integrationskonstante ist. Speziell gilt für den Innenradius r_{LI} bzw. für den Außenradius r_{LA} zum Zeitpunkt t:

$$r_{LI}(t) \frac{\partial r_{LI}}{\partial t}(t) = r_{LA}(t) \frac{\partial r_{LA}}{\partial t}(t) \qquad (3\text{-}5)$$

Integration der Gleichung (3-4) liefert unter Berücksichtigung der Anfangsbedingungen

$$r_{LA}^2(t) - r_{LI}^2(t) = r_{LA0}^2 - r_{LI0}^2 \qquad (3\text{-}6)$$

Die Massenerhaltung zieht als Konsequenz somit die Erhaltung der Querschnittsfläche nach sich.

Mit der Annahme[1] einer konstanten Außenwandgeschwindigkeit v_{LA} erhält man für den Außenradius

$$r_{LA}(t) = r_{LA0} - v_{LA}t \qquad (3\text{-}7)$$

Setzt man diese Beziehung in die Gleichung (3-6) ein, so ergibt sich

$$r_{Li}(t) = \sqrt{r_{LA0}^2 + r_{Li0}^2 - r_{LA0}^2 - 2r_{LA0}v_{LA}t + v_{LA}^2t^2} \qquad (3\text{-}8)$$

und aus Gleichung (3-5)

$$r_{Li}(t) = \sqrt{\frac{r_{LA0}^2 - r_{Li0}^2 + r_{LA}^2}{r_{LA0}^2 - 2r_{LA0}v_{LA}t + v_{LA}^2t^2}} \qquad (3\text{-}9)$$

Der Ausdruck für die Innenwandgeschwindigkeit strebt mit kleiner werdendem Innenradius gegen Unendlich.

In der Abbildung 3-4 ist der zeitlichen Verlauf von Außen- und Innenradius graphisch dargestellt. Im mitbewegten Koordinatensystem ist diese Darstellung gleichbedeutend mit der Form der dynamischen Düse. Der durch Pfeile gekennzeichnete minimale Außenradius berechnet sich aus Gleichung (3-6) zu

$$r_{LAmin} = \sqrt{r_{LA0}^2 - r_{Li0}^2} \qquad (3\text{-}10)$$

---

1) Die Berechtigung zu dieser Annahme ergibt sich aus den Röntgenaufnahmen (vgl. Abbildungen 3-5 und 3-7).

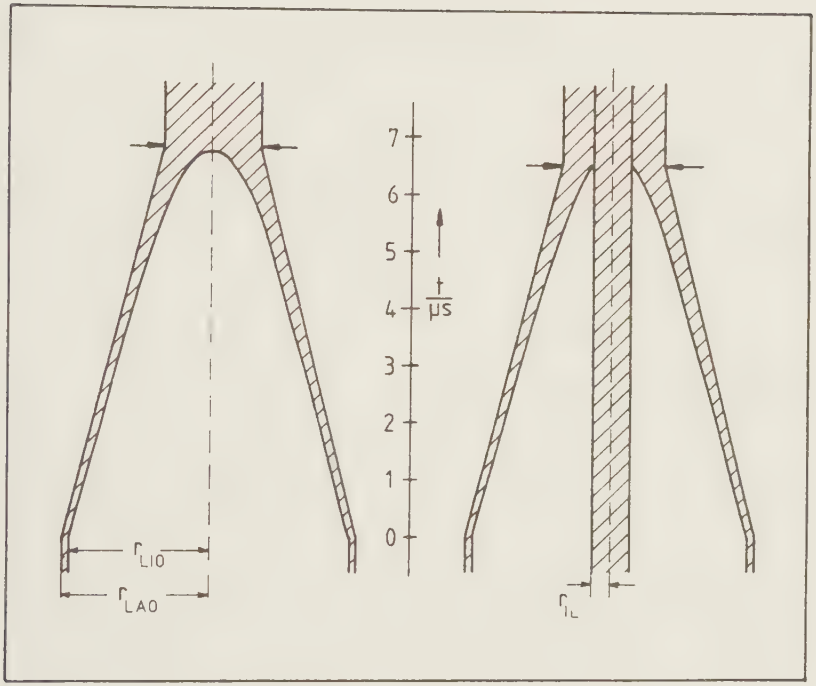

Abbildung 3-4: Form der dynamischen Düsen

Führt man koaxial einen Innenleiter in den Hohlzylinder ein, wie es beim Explosivgenerator der Fall ist, so verändert sich der minimale Radius zu

$$r^{+}_{LAmin} = \sqrt{r^{2}_{LAmin} + r^{2}_{LI}} \qquad (3\text{-}11)$$

und die Innenwandgeschwindigkeit beträgt beim Auftreffen des Liners auf den Innenleiter

$$v_{LI}(t) = v_{LA}(t) \frac{r_{LAmin}}{r_{IL}} \qquad (3\text{-}12)$$

Die Abbildung 3-4 zeigt ebenfalls die dynamische Düse mit einem koaxialen Innenleiter, wie sie gemäß der oben angegebenen Formeln berechnet wurde.

3.3.2 Fertigung der Ladungen

Bei sämtlichen Voruntersuchungen an kollabierenden Kupferhohlzylindern und bei den Explosivgenerator-Experimenten wurde ein Sprengstoffgemisch aus Hexogen (RDX) und Trinitrotoluol (TNT) im Mischungsverhältnis RDX/TNT 60/40 verwendet. Das Gemisch ist mechanisch leicht bearbeitbar und läßt sich z.B. drehen, fräsen u.ä.. Da der Schmelzpunkt des TNT von 80°C erheblich unter dem Zersetzungspunkt von 300°C liegt, läßt sich TNT gefahrlos im Wasserbad schmelzen und somit in praktisch jede beliebige Form gießen. Beim RDX liegt der Schmelzpunkt bei 204°C und somit nur unwesentlich niedriger als der Verpuffungspunkt von 230°C, so daß ein gefahrloses Schmelzen nicht möglich ist.

Zur Herstellung der RDX-TNT-Gießlinge wird daher bei ca. 85°C feinkristallines Hexogen unterschiedlicher Körnung in die TNT-Schmelze eingebracht. Dabei gehen nur etwa 4% in

Lösung, während der Rest suspendiert wird. Zur Verringerung des Luftanteils in der Schmelze erfolgen Schmelzen und Mischen in einem evakuierten Rezipienten. Aufgrund der starken Volumenkontraktion von 12% beim Erstarren ist es notwendig, den Gießling gelenkt abzukühlen, um Lunker- und Rißbildungen zu vermeiden. Hierbei wird ein Temperaturgefälle von oben nach unten erzeugt, so daß Lunker und Risse durch nachfließendes Material sofort aufgefüllt werden. Die so hergestellten Ladungen erfüllen die an sie gerichteten Anforderungen bezüglich chemischer und physikalischer Homogenität /41/, /42/.

3.3.3 Experimentelle Untersuchungen und Ergebnisse

LUDWIG /33/ und BELLARDTS /43/ untersuchten das Verhalten von kollabierenden Kupferhohlzylindern bei detonativer Beschleunigung. Die Abbildung 3-5 zeigt den prinzipiellen Ladungsaufbau und eine typische Röntgenaufnahme /33/. Die Einlage ist außen mit dem Sprengstoffgemisch RDX/TNT 60/40 belegt, das nicht verdämmt ist. Die Initiierung erfolgte über einen Anlaufkegel aus RDX/TNT 60/40, in dessen Spitze sich die Sprengkapsel befand. Bei diesen Experimenten wurden die Rohre am oberen Ende mit einem Aluminiumstopfen verschlossen, damit keine Sprengstoffschwaden in das Innere gelangen konnten. Der Hohlraum zwischen Anlaufkegel und Stopfen wurde ausgefüllt (Holz, Plastilin), um ein direktes

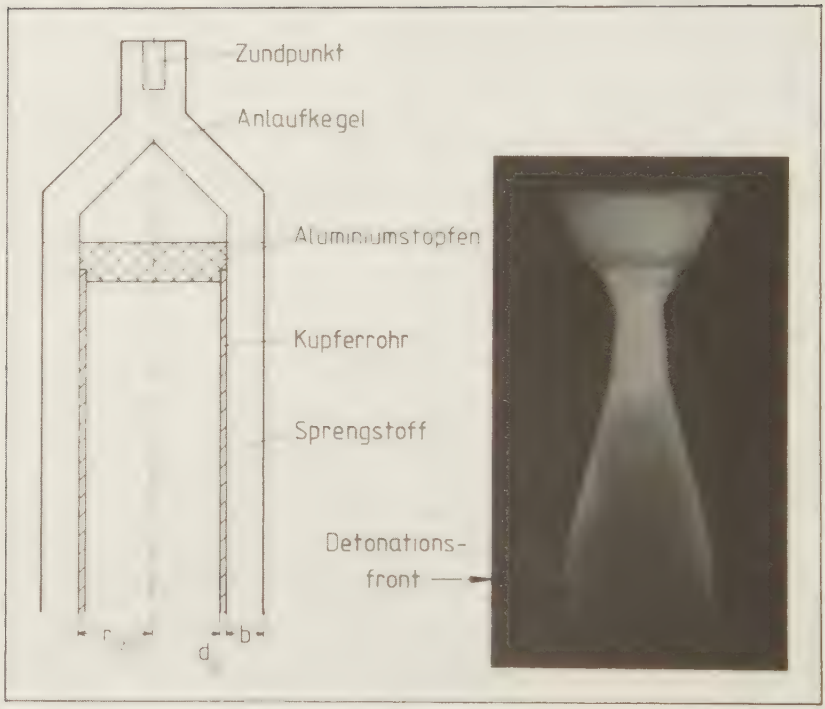

Abbildung 3-5: Ladungsaufbau und Röntgenaufnahme eines Kupferhohlzylinders ohne koaxialen Innenleiter

Aufschlagen der Detonationsfront zu vermeiden. Die Detonationsfront läuft tangential zur Einlage, ihre Geschwindigkeit wurde mit Pin-Kontakt-Sonden gemessen. Auf dem Röntgenbild sieht man deutlich die lineare Abnahme des Außenradius sowie die maximale Einschnürung. Aufgrund der Wandstärkenzunahme und des hohen Absorptionskoeffizienten des Kupfers läßt sich bei dieser Aufnahme die Kontur der Innen-

wand nicht deutlich genug erkennen. Zur exakten Auswertung wurden die Aufnahmen densitometrisch untersucht und die so gewonnen Daten rechnerisch mit einem Computer verarbeitet /43/.

Aus den vorliegenden experimentellen Ergebnissen lassen sich folgende Konsequenzen ziehen:

- die relative Außenwandgeschwindigkeit v_{LA}/D strebt mit zunehmender Massenbelegung

$$R_M = \frac{m_{exp}}{m_{Cu}} = \frac{\rho_{exp}\,(2r_{LA0} + b)\,b}{\rho_{Cu}\,(2r_{LA0} - d_0)\,d_0} \qquad (3\text{-}13)$$

  (Parameter siehe Abbildung 3-5; ρ: Dichte) gegen einen Sättigungswert[1] (siehe Abbildung 3-6);
- der Wirkungsgrad der Umwandlung der chemischen Energie des Sprengstoffs in kinetische Energie des Liners liegt unter 0.2 und besitzt für d_0 = 1 mm ein Maximum für eine Massenbelegung von etwa 2.5;
- die radiale Geschwindigkeitskomponente der Außenwand ist in erster Näherung konstant; eine axiale Komponente kann vernachlässigt werden, da sie im Experiment nicht nachzuweisen war;

---

1) Die relative Außenwandgeschwindigkeit und auch der Wirkungsgrad hängen neben der Belegungsdicke auch vom Radius der Einlage und von deren Wandstärke ab, so daß sich eine mehrparametrige Kurvenschar ergibt /44/.

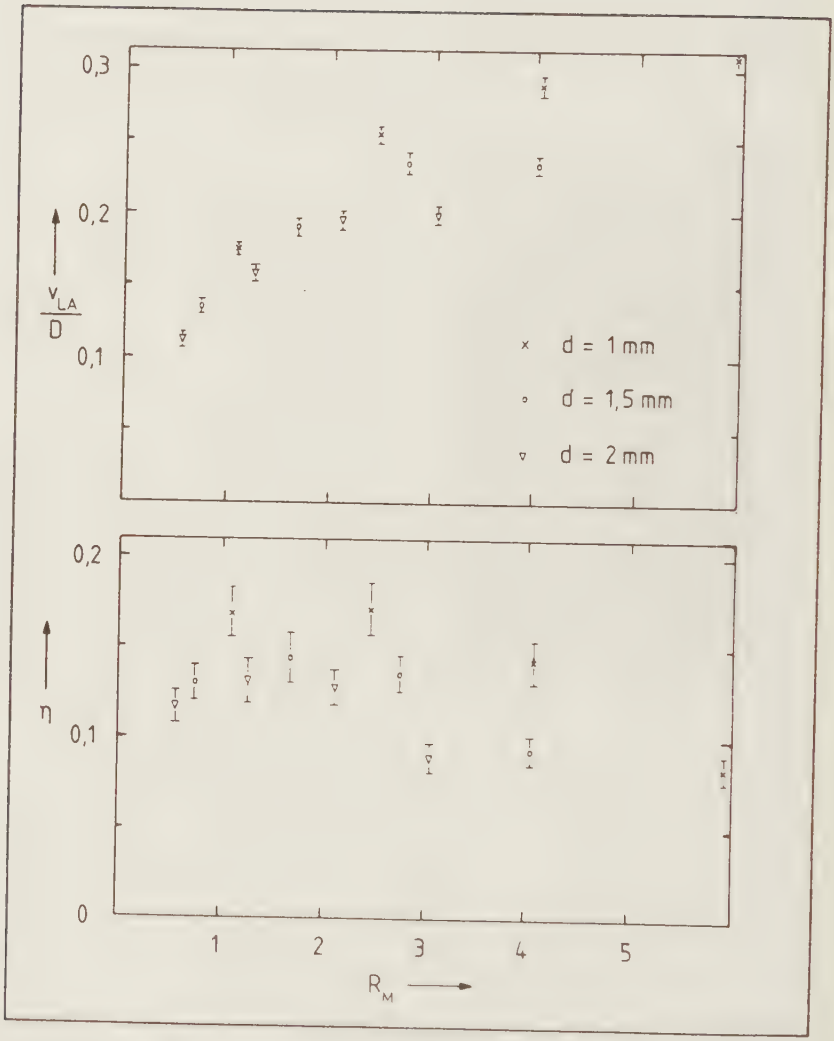

Abbildung 3-6: Relative Außenwandgeschwindigkeit und Wirkungsgrad in Abhängigkeit der Massenbelegung R_M

- der minimale Durchmesser stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den berechneten Werten überein, so daß die Einlage in guter Näherung als inkompressibel angesehen werden kann.

Aufgrund dieser Erfahrungen wurde eine Kupfereinlage mit einem Außendurchmesser von 40 mm und einer Wandstärke von 1 mm für die weiteren Untersuchungen mit einem koaxialen Innenleiter ausgesucht. Diese Wandstärke gibt den Rohren eine ausreichende mechanische Festigkeit für die Bearbeitung und den Aufbau. Um einen möglichst hohen Wirkungsgrad η zu erreichen, wurde eine Belegung von 10 mm Sprengstoff gewählt. Mit den Parametern der Einlage erhält man eine relative Massenbelegung von 2.4, die benötigte Sprengstoffmenge beträgt 27 g/cm.

An diesen speziellen Hohlzylindereinlagen mit Innenleiter wurden röntgenographische Untersuchungen durchgeführt, wobei zunächst besonderes Gewicht auf den minimalen Durchmesser gelegt wurde, um eine Aussage über den metallischen Kontakt zwischen Außen- und Innenleiter zu bekommen. Die Abbildung 3-7 zeigt einige zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Initiierung aufgenommene Röntgenaufnahmen. Hieraus ist eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ersichtlich. Gleichzeitige Messung der Detonationsgeschwindigkeit ergab einen Mittelwert von D = 7.89 mm/µs. Hiermit erhält man aus dem Abklappwinkel die Außenwandge-

Abbildung 3-7: Röntgenaufnahmen einer Hohlzylindereinlage mit koaxialem Innenleiter

schwindigkeit v_{LA} zu

$$v_{LA} = 2.01 \text{ mm/µs}$$

und die Innenwandgeschwindigkeit beim Auftreffen auf den Innenleiter gemäß Gleichung (3-9) zu

$$v_{LI} = 5.41 \text{ mm/µs}$$

Bei dieser Geschwindigkeitskomponente normal zum Innenleiter ist ein guter metallischer Kontakt, wie er in Flußkompressions-Experimenten notwendig ist, gewährleistet[1].

3.4 Der Entladungskreis

Die Anfangsstromstärke im Generatorkreis wird im allgemeinen durch das Entladen einer Kondensatorbatterie erzeugt. Die Abbildung 3-8 zeigt schematisch einen solchen Kreis, der aus der Kapazität C, der Anfangsinduktivität L_0 des Generatorkreises und den "schädlichen" Größen L_C und R_C besteht, die die entsprechenden Werte des Kondensators und der Zuleitungen zum Generator zusammenfassen. Schließt man den Schalter S, so entlädt sich der auf die Spannung U_0 aufgeladene Kondensator in den Kreis, und es fließt der

---

1) Bei Geschwindigkeiten von 2 mm/µs wurden bei 20 V Spannung bereits gute metallische Kontakte erzielt /45/

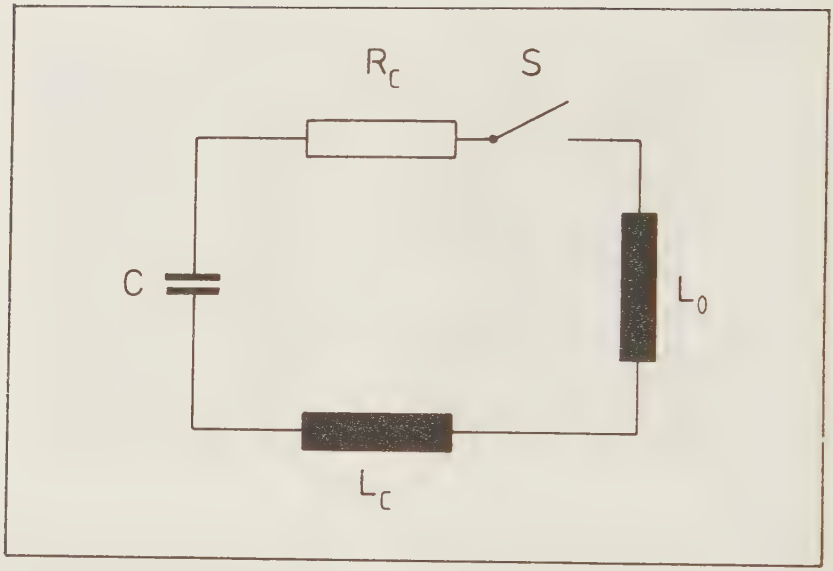

Abbildung 3-8: Ersatzschaltbild des Entladungskreises

Strom

$$i(t) = U_0 \, C \, \frac{\omega_0^2}{\omega} \exp(-\beta t) \sin(\omega t) \qquad (3\text{-}14)$$

mit den Größen

$$\omega_0^2 = \frac{1}{(L_0 + L_C) \, C} \qquad (3\text{-}15)$$

$$\beta = \frac{R_C}{2 \, (L_0 + L_C)} \qquad (3\text{-}16)$$

$$\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2 \qquad (3\text{-}17)$$

Für schwach gedämpfte Kreise ($\beta << \omega_0$) ergibt sich für den Strom im ersten Maximum der Wert

$$i_{T/4} = U_0 \sqrt{\frac{C}{L_0 + L_C}} \exp(-\frac{\pi\beta}{2\omega_0}) \qquad (3\text{-}18)$$

Für einen vorgegebenen Generatorkreis ist dies der maximale Anfangsstrom, den die aufgebaute Kondensatorbatterie unter den gegebenen Voraussetzungen liefern kann. Somit ist vor allem ein möglichst niederinduktiver Aufbau der Batterie zu fordern.

Zur Erzeugung der Anfangsstromstärke wurden auf dem Versuchsgelände zwei Stoßkondensator-Batterien mit den folgenden Daten aufgebaut:

- Kondensatoranlage NT I

  $C = 14.1\ \mu F$, $U_0 \leq 30$ kV, $L_C = 98$ nH;
- Kondensatoranlage NT II

  $C = 185\ \mu F$, $U_0 \leq 18$ kV, $L_C = 60$ nH.

3.5 Strommeßverfahren

3.5.1 Induktive Sonden

Die induktiven Sonden messen prinzipiell Stromänderungen. Somit eignen sie sich für die Explosivgenerator-Experimente besonders, um Schaltzeitpunkte und eventuelle Unregelmäßigkeiten während der Kompressionsphase zu erfassen. Zur eigentlichen Strommessung durch Integration des Signals sind sie jedoch nur bedingt brauchbar, da am Anfang der Kompression über einen relativ langen Zeitraum die Änderung des Stroms praktisch Null ist und somit die Digitalisierung des Signals die Genauigkeit stark beeinflußt. Des weiteren ist in diesem Falle für jede Sonde eine Kalibrierung notwendig, um den Integrationsfehler nicht noch zu erhöhen. Fehlerabschätzungen zeigen, daß der relative Fehler nach der Integration etwa 10% beträgt.

3.5.2 Strommessung mittels des Faraday-Effekts

Unter dem Faraday-Effekt versteht man die Drehung der Polarisationsebene, wenn linear polarisiertes Licht in Anwesenheit eines Magnetfeldes $\underline{H}$ Materie durchläuft. Den Drehwinkel ψ erhält man aus der Beziehung

$$\psi = V \int \underline{H}\, \underline{dl} \qquad (3\text{-}19)$$

d.h. für die Drehung ist nur die Magnetfeldkomponente in Strahlrichtung verantwortlich. Die Größe V heißt Verdet-Konstante.

Der Faraday-Effekt besitzt folgende Eigenschaften:

- die Verdet-Konstante ist wellenlängenabhängig; sie läßt sich mittels einer Dispersionstheorie berechnen /46/;
- bei Verwendung von sichtbarem Licht ist die Verdet-Konstante von Isolatoren in einem weiten Bereich unabhängig vom Magnetfeld /6/;
- die Relaxationszeiten liegen im Subnanosekundenbereich /47/;
- im Bereich der Zimmertemperatur ist die Temperaturabhängigkeit zu vernachlässigen /48/.

Der prinzipielle Aufbau zur Strommessung mittels Faraday-Effekts besteht aus einem Laser als Quelle des polarisierten Lichts, dem optischen Medium im Stromkreis, einem Analysator und einem Fotodetektor als Empfänger (/49/ - /55/).

Der Drehwinkel ψ ergibt sich aus dem Malusschen Gesetz

$$\psi = \arccos\left(\sqrt{J/J_0}\right) - \alpha \qquad (3\text{-}20)$$

wobei α der Winkel zwischen der Durchlaßrichtung des Analysators und der Polarisationsebene des Lasers, J die gemes-

sene Intensität und J_0 die Maximalintensität sind.

Als induktive Last wurden Solenoide mit einer einzigen Windung verwendet (Solenoid 1: Länge h = 100 mm, 38 mm Durchmesser; Solenoid 2: h = 100 mm, 21 mm Durchmesser). Bringt man in ein Solenoid eine Faradayprobe der Länge l_F, so ergibt sich nach Gleichung (3-19) die Faradaydrehung zu

$$\psi(t) = V \int_{-l_F/2}^{l_F/2} H(x,t)dx = G \cdot V \cdot i(t) \qquad (3\text{-}21)$$

wobei der Korrekturfaktor G nur geometrische Größen der Probe und des Solenoids enthält und $G < 1$ ist. Den Einfluß der Probenlänge bei symmetrischem Einbau in die verwendeten Solenoide zeigt die Abbildung 3-9. Wählt man ein Verhältnis $l_F/h = 2$, so unterscheidet sich die erreichte Drehung von der maximal möglichen $V \cdot i(t)$ nur um weniger als 2%.

Um eine möglichst hohe Empfindlichkeit zu erreichen, wurden Stoffe mit einer großen Verdet-Konstanten bei der verwendeten Wellenlänge von 632,8 nm ausgewählt und an einem Entladungskreis in dem Solenoid 1 getestet. ZÖLLNER /56/ zeigte für Schwefelkohlenstoff eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem theoretisch berechneten und dem experimentell ermittelten Kalibrierungsfaktor G·V. Da dieser zusätzlich mit einem Wert von 0,72 Grad/kA die geforderte Empfindlichkeit des Meßverfahrens garantiert, wurde für die Experimente

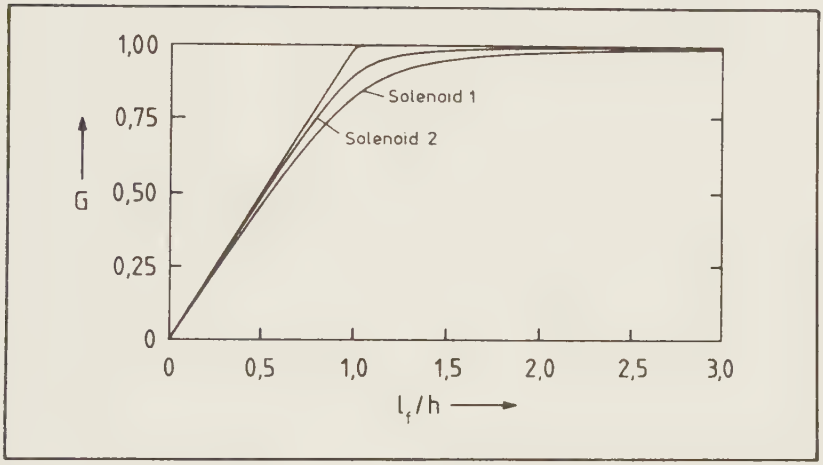

Abbildung 3-9: Korrekturfaktor G als Funktion der relativen Probenlänge l_f/h

mit dem Explosivgenerator Schwefelkohlenstoff als Faradaymedium ausgewählt. Hierfür weicht die Verdet-Konstante im Temperaturintervall $0°C \leq \theta \leq 42°C$ nur um etwa 1% von dem Wert bei 20°C ab /48/.

SCHAPER /57/ untersuchte den Einfluß verschiedener Justierfehler auf die Meßgenauigkeit, so z.B. das Einstrahlen außerhalb der Solenoidachse oder den Einfluß des Strahldurchmessers. In beiden Fällen konnte kein meßbarer Einfluß in der Nähe der Solenoidachse festgestellt werden.

Der absolute Fehler der Strommessung hängt von den folgenden Eingangsfehlern ab:

- von den Fehlern der Intensitäten J und J_0,
- von dem Fehler des Winkels α zwischen Analysator und Polarisationsebene des Lasers,
- vom Fehler des Kalibrierungsfaktors K = G V.

Durch Anwendung der Fehlerfortpflanzung erhält man für den absoluten Stromfehler

$$\Delta i = \frac{1}{K} \sqrt{(\Delta\xi)^2 + (\Delta\alpha)^2 + \left(\frac{\xi - \alpha}{K}\right)^2 (\Delta K)^2} \qquad (3\text{-}22)$$

mit den Abkürzungen

$$\xi = \arccos \sqrt{J/J_0} \qquad (3\text{-}23)$$

und

$$\Delta\xi = \frac{\Delta J_0}{2J_0} \sqrt{\frac{J_0/J + J/J_0}{1 - J/J_0}} \qquad (3\text{-}24)$$

$\Delta\xi$ besitzt sowohl im Intensitätsmaximum als auch im -minimum eine Singularität. Deshalb wird für den Fall, daß Δi den durch das Signal-Rausch-Verhältnis bedingten Größtfehler übersteigt, es durch diesen ersetzt. In der Abbildung 3-10 ist für die folgenden Parameter der absolute Stromfehler für Schwefelkohlenstoff dargestellt

- $\Delta J/J_0 = 0.08$
- K = (0.72 ± 0.01)Grad/kA
- α = (0 ± 1)Grad

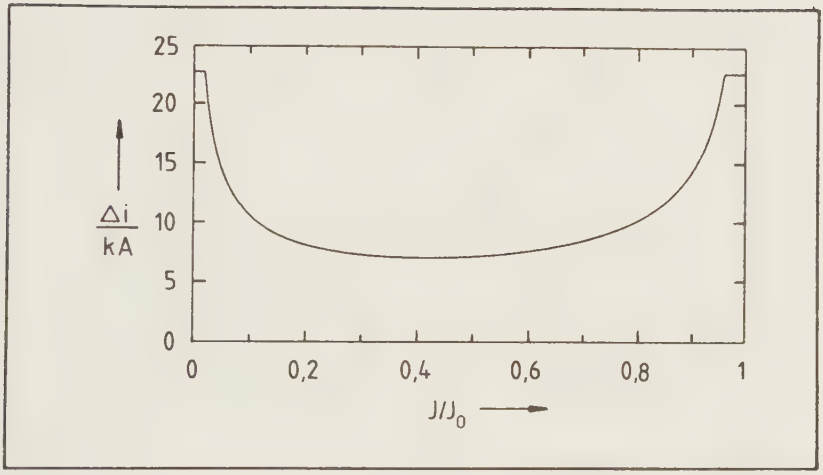

Abbildung 3-10: Absoluter Stromfehler für Schwefelkohlenstoff als Funktion der relativen Intensität J/J_0

Für Drehwinkel zwischen 25 und 70 Grad liegt der absolute Stromfehler unter 10 kA, der Größtfehler beträgt in diesem Fall knapp 23 kA.

Diese Fehlerbetrachtung betrifft immer nur die letzte angefangene Drehung um 90 Grad. Dies bedeutet, daß im Gegensatz zu allen anderen Strommeßverfahren bei sehr großen Drehwinkeln der absolute Stromfehler, der durch Gleichung (3-22) gegeben ist, konstant bleibt, der relative Fehler somit kleiner wird. Zur Verdeutlichung dieser Aussage sind in der Abbildung 3-11 ein typisches Faradaysignal eines Explosivgenerator-Experiments und der daraus punktweise berechnete

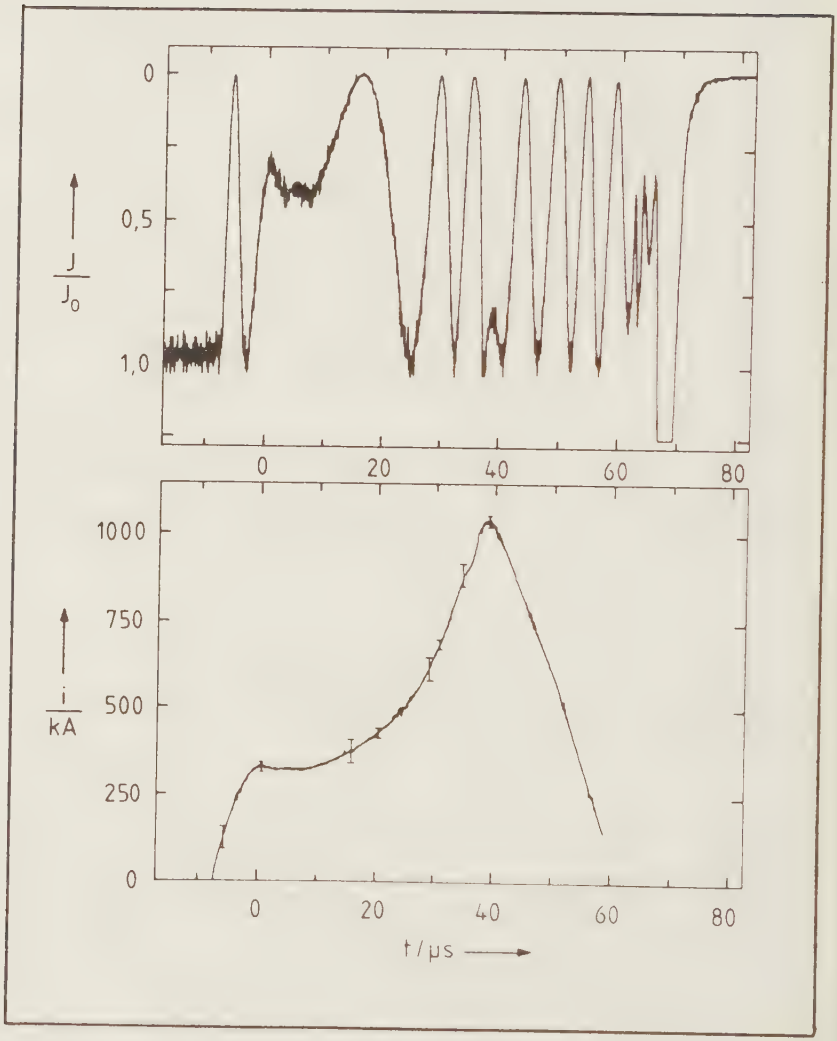

Abbildung 3-11: Faradaysignal eines Explosivgenerator-Experiments und punktweise berechneter Stromverlauf

Stromverlauf dargestellt. Der Analysator stand parallel zur Polarisationsebene des Lasers. Aus dem Faradaysignal berechnet sich der Strom i(t) nach der Gleichung

$$i(t) = (n \cdot 90^\circ + (-1)^j \cdot \arccos(\sqrt{J/J_0})) \; / \; K \qquad (3\text{-}25)$$

Die Variable n zählt die Signaldurchgänge durch die Intensitätsextremwerte und steuert entsprechend die Größe j. Die Maximalintensität J_0 und der Fehler ΔJ_0 lassen sich aus dem ersten Signalteil bestimmen.

Im Stromsignal sind einige Fehlerbalken eingezeichnet, die sich nach der Fehlerfortpflanzung berechnen (vgl. auch Abbildung 3-10).

Die Probe wird etwa 20 µs nach dem Strommaximum zerstört, so daß nur bis zu diesem Zeitpunkt die Stromabnahme beobachtet werden kann.

4 Experimentelle Untersuchungen des Explosivgenerators

4.1 Der Versuchsaufbau

4.1.1 Prinzipschaltbild der Experimente

Den gesamten elektrischen Versuchsaufbau eines Explosivgenerator-Experiments zeigt das Prinzipschaltbild in der Abbildung 4-1. Nach dem Schließen des Schalters S_1 entlädt sich die auf die Spannung U_0 aufgeladene Kondensatorbatterie C und erzeugt somit im Generatorkreis aus Generator L_{G0} und Last L_1 den notwendigen primären magnetischen Fluß. Im Strommaximum wird der Schalter S_2 geschlossen,

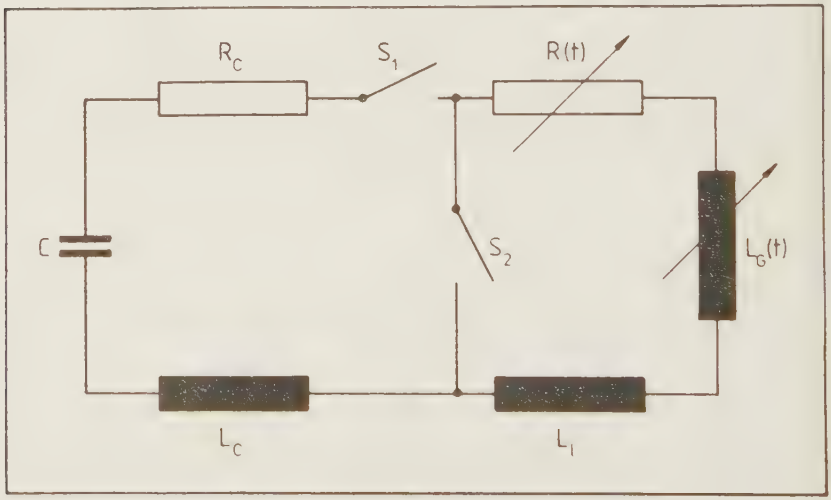

Abbildung 4-1: Prinzipschaltbild eines Explosivgenerator-Experiments

der Generator vom Restkreis abgetrennt und die Kompression eingeleitet.

Aus den Vorexperimenten heraus wurde der Prototyp EXG-0 aufgebaut, der ausführlich in 4.2.1 beschrieben wird. Der gesamte Aufbau - Kondensatorbatterie NT I und Prototyp - wurde ohne Schalter S_2 und ohne Sprengstoffbelegung experimentell untersucht, um die Kreisparameter und vor allem den Schaltzeitpunkt für S_2 zu bestimmen. Als Schalter S_1 diente eine Drei-Elektroden-Funkenstrecke /56/. Die Strommessung erfolgte mit den in 3.5 beschriebenen Verfahren und lieferte die Kreisparameter

- T = 12.6 µs
- L = 275 nH

Im Flußkompressions-Experiment ist der Schalter S_2 etwa 3 µs nach dem Schalter S_1 zu schließen und gleichzeitig die Sprengstoffbelegung des Generators zu initiieren. Diese Forderung kann mit Funkenstrecken nur sehr schlecht erfüllt werden, da die verwendeten Zünder bei einer Ansprechzeit von 10 µs einen Jitter von 0.5 µs besitzen.

Aus diesem Grund wurde eine Anordnung entwickelt, die alle notwendigen Schalter und den Zündpunkt umfaßt und die mit Sprengstoff arbeitet.

4.1.2 Schalteranordnung für Exlosivgenerator-Experimente

Die im vorigen Abschnitt genannten Forderungen werden von dem Aufbau erfüllt, der in der Abbildung 4-2 dargestellt ist /45/. In den Kupferbandleiter, der den Generator mit der Kondensatorbatterie C verbindet, sind die beiden Schalter S_1 und S_2 integriert, die jetzt mit Sprengstoff betrieben werden. Zur Isolation zwischen den beiden Bandleiterplatten wird Poly-Ethylen-Folie verwendet. Um einen definierten Kurzschluß zu erhalten, sind die Schalter als Schneidladungen ausgebildet.

Der Schalter S_1 dehnt sich über die Bandleiterbreite von

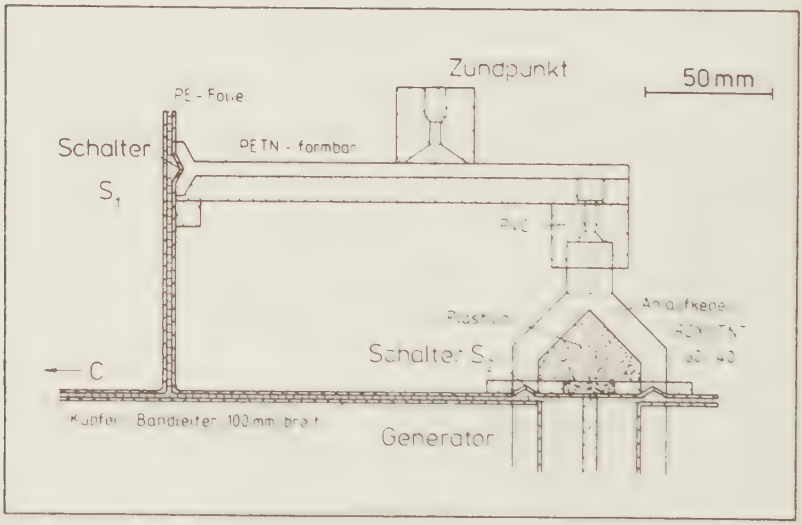

Abbildung 4-2: Sprengstoffbetriebene Schalteranordnung für Explosivgenerator-Experimente

100 mm aus. Orts- und zeitaufgelöste Messungen mit einer Kontaktplatte unter Niederspannung (20 V) ergaben aufgrund der Geometrie eine Verzögerung von 700 ns an den Randpunkten. Beschränkt man sich jedoch auf einen mittleren Bereich von 50 mm, so liegt die Abweichung bei ± 120 ns. Ersetzt man in dem Entladungskreis aus 4.1.1 die Funkenstrecke durch diesen linienhaften Schneidladungsschalter, so erhält man aus den Meßsignalen die folgenden Kreisparameter

- T = 11.6 µs
- L = 235 nH

Bei Verwendung dieser Anordnung verringert sich somit ebenfalls die unerwünschte Restinduktivität L_C des Kreises.

Den Schalter S_2 bildet eine ringförmige Schneidladung mit einem mittleren Durchmesser von 50 mm, der ebenfalls in den Bandleiter integriert ist. Auf dem mit phlegmatisiertem PETN belegten Kupfer sitzt der bereits in den Vorexperimenten benutzte Anlaufkegel aus RDX/TNT 60/40. Ähnliche Kurzschlußmessungen wie beim Schalter S_1 lieferten für diese ringförmige Schneidladung an insgesamt acht Meßpunkten Abweichungen von ± 100 ns zur mittleren Schaltzeit.

Der Schalter S_2 übernimmt in dieser Anordnung zusätzlich die ringförmige Initiierung der Sprengstoffbelegung. Die Ebenheit der Detonation wurde mit Hilfe der Pin-Kontakt-Sonden end-on an einem 150 mm langen Generatormodell untersucht. In allen Fällen ergab sich eine Schräglage der Deto-

nationsfront von weniger als 1.5 mm.

Die beiden Schneidladungsschalter sind durch eine Detonationswellenlenkung verbunden, die den einzigen Zündpunkt des gesamten Systems enthält /45/. Hiermit entfallen sämtliche Triggerprobleme, die bei der Verwendung von Funkenstrecken auftreten würden. Die Abbildung 4-3 zeigt ein Photo dieser Anordnung. Deutlich erkennt man die mit plastischem Sprengstoff gefüllten Kanäle mit einem Querschnitt von 5×5 mm^2, die der Umlenkung der Detonation dienen. Durch Verschieben des Zündpunktes innerhalb gewisser durch den Aufbau bedingter Grenzen läßt sich die Schaltzeitdifferenz der Viertelperiodendauer der Entladung anpassen.

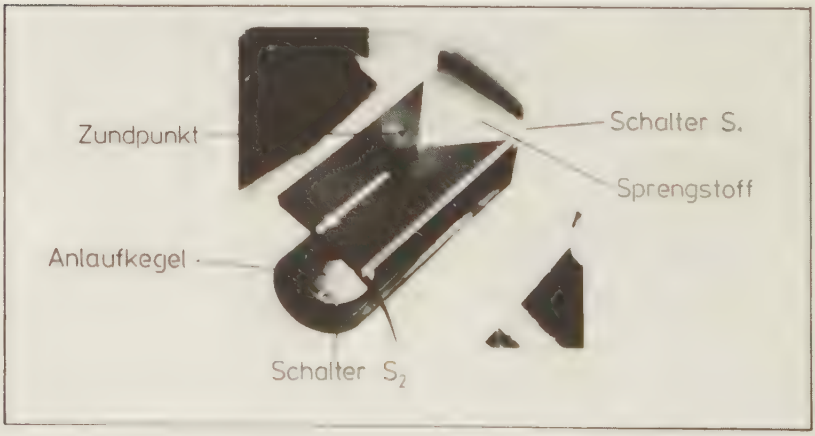

Abbildung 4-3: Detonationswellenlenkung mit den Schneidladungsschaltern und dem einzigen Zündpunkt

4.1.3 Experimenteller Aufbau

Die experimentellen Untersuchungen des Explosivgenerators wurden im Versuchsgelände Neandertal des Physikalischen Instituts durchgeführt. Die Abbildung 4-4 zeigt im Blockschaltbild den gesamten Aufbau eines solchen Experiments, wie er in den meisten Versuchen verwendet worden ist. Lediglich die Pin-Kontakt-Sonden zur Messung der Lage der Detonationsfront wurden nur in den letzten Experimenten verwendet; dies ist in der Abbildung durch die Strichpunktierung angedeutet.

Der gesamte Aufbau läßt sich in den Experimentierkreis und den Registrier- und Steuerkreis unterteilen, der sich in dem etwa 7 m vom Versuchsplatz entfernten Meßbunker befindet. Der Experimentierkreis besteht aus dem Explosivgenerator mit den angeschlossenen Diagnostiken und der Kondensatorbatterie zur Erzeugung der Anfangsstromstärke. Beide sind über einen etwa 2 m langen Bandleiter (Breite 100 mm, Abstand der Stromschienen 0,8 mm) miteinander verbunden, in dessen Übergang zum Generator die Schneidladungsschalter integriert sind. Die Kondensatorbank befindet sich in einem Stahlgehäuse, dessen dem Experiment zugewandte Front aus 20-mm-Stahl gefertigt ist. Vor dem Kasten befindet sich im Abstand von etwa 0,5 m eine aus Holzschwellen aufgebaute Splitterschutzwand. Der Koppeltransformator für den Zünder sowie die elektronische Schaltung RCD1 für die Pin-Kontakt-

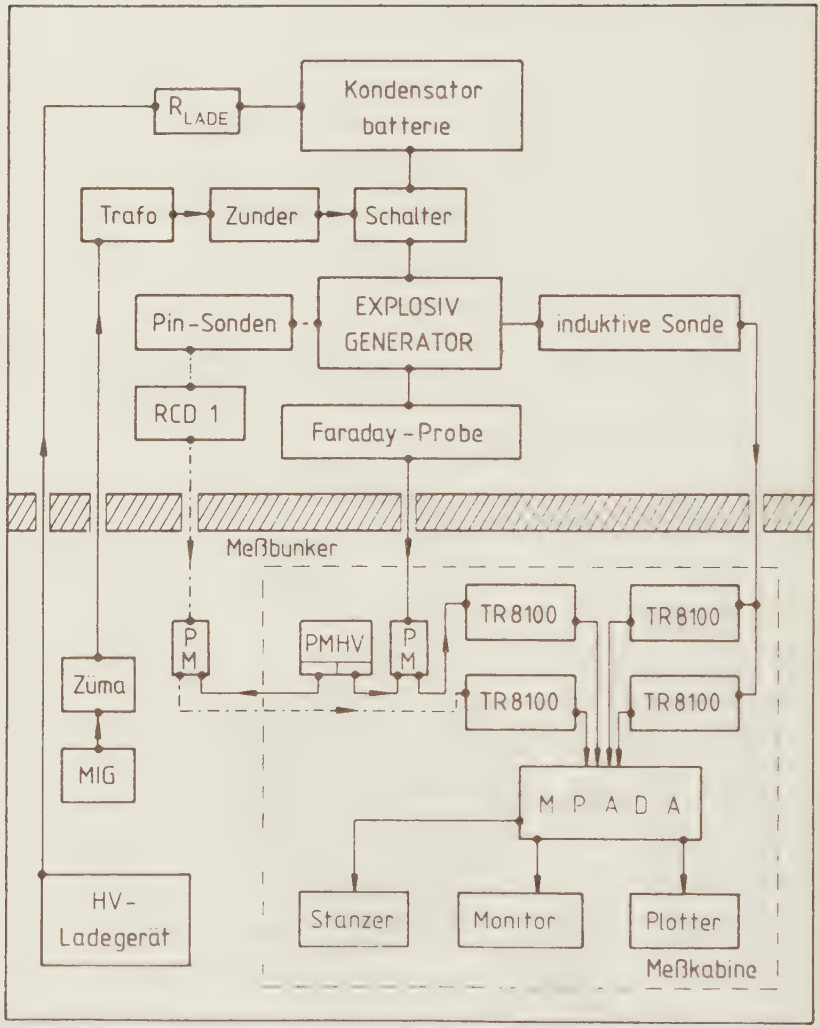

Abbildung 4-4: Blockschaltbild der gesamten Versuchsanordnung eines Explosivgenerator-Experiments

Sonden sind zum Schutz vor Splittern und dem Schwadendruck in kleinen Stahlbehältern untergebracht. Ein Interferenzfilter für die Wellenlänge des He-Ne-Lasers unterdrückt mögliche Störungen der Faradaymessung durch das Detonationsleuchten. Aus demselben Grund wird die Glasküvette und nach Ende des Aufbaus das gesamte Solenoid in schwarze, undurchsichtige Kunststoffolie eingepackt.

Den Steuerkreis bilden das Hochspannungsladegerät[1] für die Kondensatorbatterie und die Zündvorrichtung für die Sprengkapsel, die aus einem Impulsgeber[2] und dem eigentlichen Zündgerät[3] besteht.

Der Registrierkreis befindet sich mit Ausnahme eines Photomultipliers im Innern einer abgeschirmten Meßkabine. Zur Aufzeichnung der Meßsignale dienen insgesamt vier Transient Recorder 8100: zwei mit unterschiedlicher Eingangsempfindlichkeit für das induktive Sondensignal, je einer für die Pin-Kontakt-Sonden und für das Faradaysignal. Die Ausgabe der Daten ist zum einen in analoger Form auf dem Kontrollmonitor oder/und auf dem angeschlossenen Plotter, zum anderen in digitaler Form auf Lochstreifen zur weiteren Verarbeitung möglich. Die Programmierung der Transient Recor-

---

1) High Voltage Power Supply PAM-32-25-N von VOLTRONICS
2) MIG: Multi-Impuls-Geber, Institutseigenbau
3) Züma : Zündmaschine, Institutseigenbau

der und die Steuerung der Ausgabe erfolgen mit einem von HOLLENBERG /58/ entwickelten Mikrocomputer[1].

Bei Hochspannungsexperimenten in Verbindung mit detonierenden Sprengstoffen ist eine besondere Vorsorge zu treffen, damit auf den Steuer- und Registrierkreis keine Hochspannung überschlagen kann. Dieser Forderung wird durch die folgenden Maßnahmen Rechnung getragen:

a) Zwischen dem Zündgerät und der Sprengkapsel befindet sich ein hochspannungsfester Transformator. Er schützt die Zündanordnung vor einem Hochspannungsüberschlag über das Detonationsplasma auf die Zündleitung.

b) Die Strommessung erfolgt potentialunabhängig. Die Faradayprobe ist mit dem Photomultiplier[2] über einen 20 m langen Kunststofflichtleiter[3] verbunden. Die induktive Sonde wird isoliert zwischen Kunststoff eingegossen.

c) Die am Generator angebrachten Pin-Kontakt-Sonden werden über die Schaltung RCD1 mit einer Leuchtdiode verbunden, deren Leuchten ein zweiter Photomultiplier registriert (vgl. [illegible]).

---

1) MPADA: Micro-Processor-Aided-Data-Acquisition

2) VALVO XP 2013

3) LUMAFIL Type CH 2007 der Firma elpac

4.2 Experimente mit dem Prototyp EXG-0

4.2.1 Beschreibung des Explosivgenerators EXG-0

Für erste orientierende Experimente mit dem koaxialen Explosivgenerator wurde der Prototyp EXG-0 aufgebaut. An ihm erfolgte in zwei Versuchen ein Test der an einem gewöhnlichen Entladungskreis entwickelten Meßtechnik. Gleichzeitig sollten Erkenntnisse und Hinweise für ein weiteres experimentelles Vorgehen gewonnen werden.

Die Abbildung 4-5 zeigt schematisch den gesamten Aufbau des verwendeten Explosivgenerators, der sich aus der Schalteranordnung, dem eigentlichen Generator und der induktiven Last zusammensetzt. Die Schalteranordnung wurde in 4.1.2 ausführlich beschrieben.

Der Generator bestand aus einem massiven Kupferinnenleiter mit dem Radius r_{IL} = 2.5 mm und einem nahtlosen Kupferrohr als Außenleiter. Bei einem Außenradius r_{LA} = 20 mm besaß es eine Wandstärke von d_0 = 1 mm und war außen mit 10 mm Sprengstoff RDX/TNT 60/40 belegt. In das untere Generatorende war ein 8 mm hoher Messingring mit einem inneren Durchmesser von 22 mm hart eingelötet, an den die Last angeschlossen wurde. Bei einer effektiven Generatorlänge von l_0 = 292 mm beträgt die Anfangsinduktivität dieses Generators L_{G0} = 118 nH.

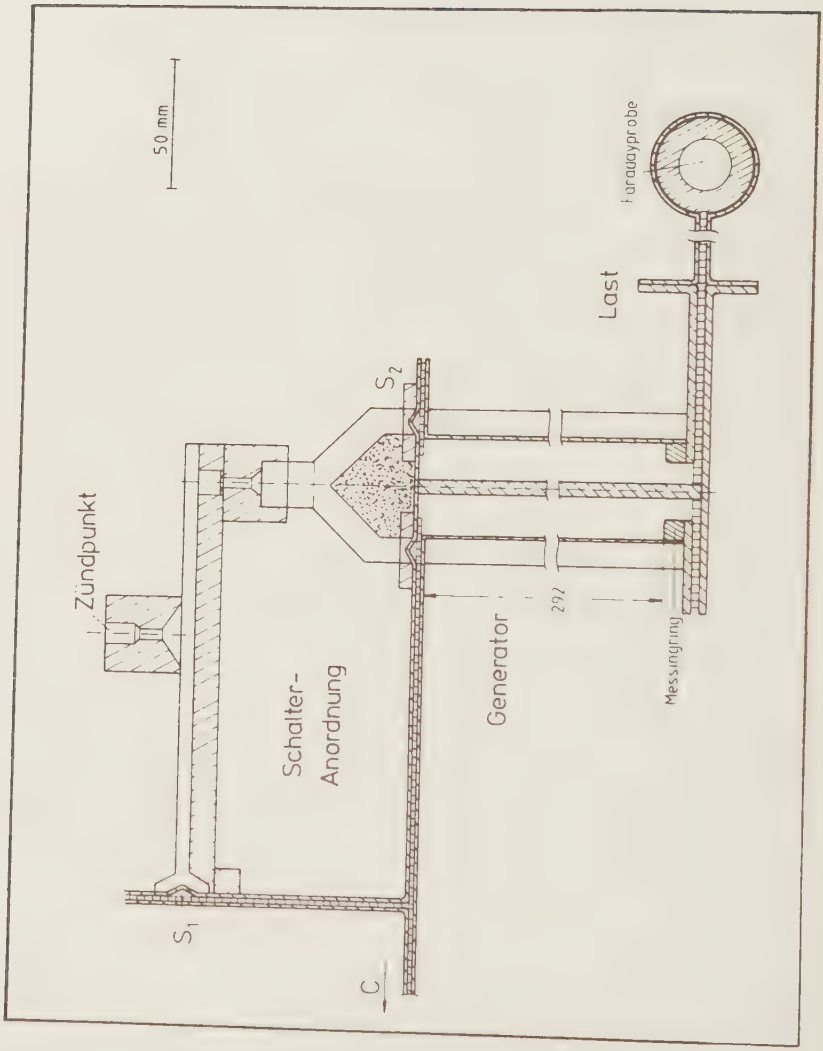

Abbildung 4-5: Explosivgenerator-Prototyp EXG-0, bestehend aus der Schalteranordnung, dem Generator und der induktiven Last mit der Faradayprobe

Die induktive Last bestand aus dem Solenoid 1 mit der eingebauten Faradayprobe und einem 300 mm langen Bandleiter, in den bei den Vorversuchen eine induktive Sonde integriert war. Insgesamt ergab sich für die Last eine Induktivität von $L_1 = 20$ nH.

Die Berechnung des zeitlichen Verlaufs der Generatorinduktivität $L_G(t)$ während der Kompression erfolgt mit Hilfe der Formel für die Induktivität eines koaxialen Leiters und der in 3.3.1 aufgestellten Beziehung für die zeitliche Abhängigkeit des Innenwandradius r_{LI}:

$$L(t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^{l(t)} \int_{r_{IL}}^{r_{LI}(t)} \frac{1}{r} \, dr \, dl \qquad (4\text{-}1)$$

$$r_{LI}(t) = \sqrt{r_{LI0}^2 + v_{LA}^2 t^2 - 2 r_{LA0} v_{LA} t} \qquad (4\text{-}2)$$

Kombiniert man beide Gleichungen und integriert anschließend, so erhält man die Induktivität $L_d(t)$ der sich ausbildenden Düse und mit ihr den zeitlichen Verlauf der Generatorinduktivität $L_G(t)$. Die Zeit t_d, nach der die Düse ausgebildet ist, ergibt sich aus der Gleichung (4-2) mit $r_{LI}(t_d) = r_{il}$, und die Detonationsdauer t_D berechnet man aus der Generator- bzw. Belegungslänge l_0 und der Detonationsgeschwindigkeit D.

$$L_d(t) = \frac{\mu_0}{2\pi}\left(Dt\left(\ln\frac{r_{LI}(t)}{r_{IL}} - 1\right) - \frac{r_{LAO}D}{v_{LA}}\ln\frac{r_{LI}(t)}{r_{LIO}}\right.$$

(4-3)

$$\left. - \frac{DA_0}{v_{LA}}\left(\ln\frac{v_{LA}t - r_{LAO} - A_0}{v_{LA}t - r_{LAO} + A_0} - \ln\frac{r_{LAO} + A_0}{r_{LAO} - A_0}\right)\right)$$

mit $A_0 = \sqrt{r_{LAO}^2 - r_{LIO}^2}$

$$L_G(t) = \begin{cases} \frac{\mu_0}{2\pi}(l_0 - Dt)\ln\frac{r_{LIO}}{r_{IL}} + L_d(t) & 0 \leq t \leq t_d \\ \frac{\mu_0}{2\pi}(l_0 - Dt)\ln\frac{r_{LIO}}{r_{IL}} + L_d(t_d) & t_d \leq t \leq t_D \\ L_d(t_d) - L_d(t - t_D) & t_D \leq t \leq t_D + t_d \end{cases} \quad (4-4)$$

Die Abbildung 4-6 zeigt den zeitlichen Verlauf der Generatorinduktivität $L_G(t)$, wie er sich aus Gleichung (4-4) ergibt. Dabei wurden die in den Vorexperimenten ermittelten Daten für die Detonationsgeschwindigkeit D und die Außenwandgeschwindigkeit v_{LA} verwendet.

Die Induktivität nimmt über einen großen zeitlichen Bereich linear ab, wobei man die Steigung aus der Gleichung (4-4) durch Differentiation erhält

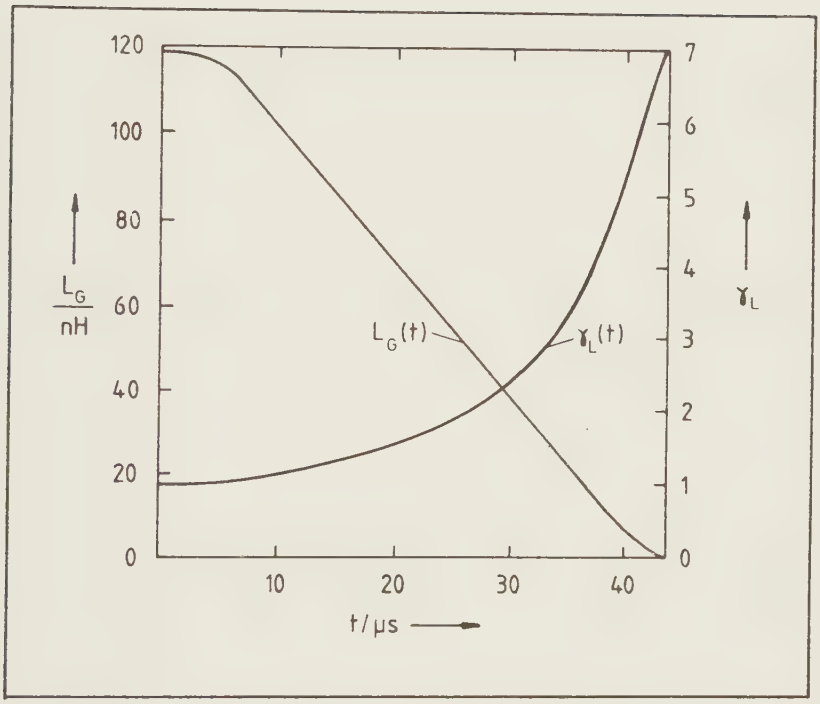

Abbildung 4-6: Generatorinduktivität $L_G(t)$ und induktives Kompressionsverhältnis $\gamma_L(t)$ des Prototyps EXG-0

$$\frac{dL}{dt} = -\frac{\mu_0}{2\pi} D \ln\frac{r_{LIO}}{r_{IL}} \qquad (4\text{-}5)$$

Weiterhin ist in der Abbildung (4-6) der berechnete Verlauf des induktiven Kompressionsverhältnisses $\gamma_L(t)$ für die verwendete Lastinduktivität von $L_1 = 20$ nH dargestellt. Er ist

identisch mit der maximalen Stromverstärkungskurve bei konstantem magnetischem Fluß und zeigt, daß die eigentliche Stromverstärkung während der zweiten Hälfte der Kompression stattfindet.

Unter Verwendung der experimentell gewonnenen Daten für den Wirkungsgrad η und der Gleichung (2-14) läßt sich der maximale Strom i_{max} für diesen Explosivgenerator errechnen. Der Querschnitt A der Sprengstoffbelegung der Dicke b ist durch

$$A = \pi\, b\, (2r_{LA0} + b) \qquad (4\text{-}6)$$

gegeben. Also gilt - unter Berücksichtigung von (4-5) - für den maximalen Strom

$$i_{max} = \sqrt{\frac{2\pi^2\, r\, w_{exp}}{L_0 \ln(r_{LI0}/r_{IL})}} \cdot \sqrt{b\,(2r_{LA0} + b)} \qquad (4\text{-}7)$$

Mit den Werten

$$w_{exp} = 8.53\ GJ/m^3$$

$$b = (10 \pm 0.1)\ mm$$

$$\eta(b) = (0.17 \pm 0.014)$$

erhält man für den maximalen Strom des Prototyps

$$i_{max} = (3.3 \pm 0.3)\ MA$$

In der Abbildung 4-7 ist die Abhängigkeit des Maximalstroms i_{max} von der Belegungsdicke dargestellt, wobei die experimentell ermittelten Werte für den Wirkungsgrad η berück-

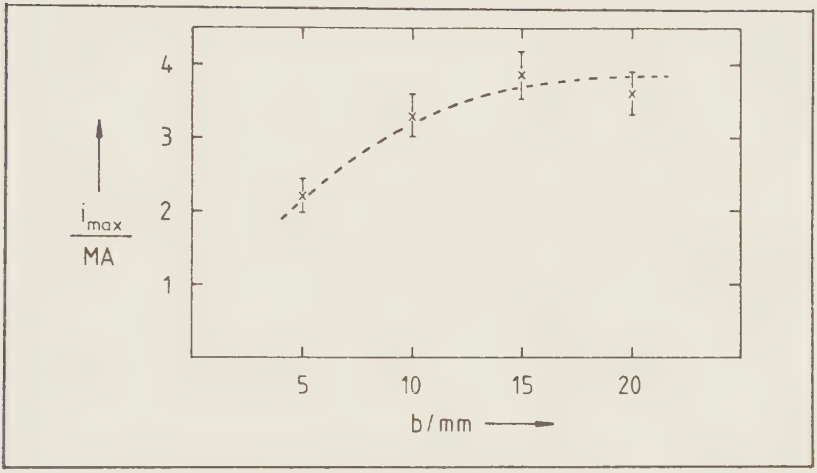

Abbildung 4-7: Abhängigkeit des maximal möglichen Stroms i_{max} von der Dicke der Sprengstoffbelegung b für den Explosivgenerator-Prototyp EXG-0

sichtigt wurden. Die übrigen geometrischen Daten wurden nicht verändert. Mit wachsender Sprengstoffbelegung strebt der maximal mögliche Strom gegen einen Sättigungswert.

4.2.2 Ergebnisse und Bewertung der Versuche

Als Energiequelle zur Erzeugung der Anfangsstromstärke i_0 wurde die Kondensatorbatterie NT I mit einer Ladespannung von 23 kV verwendet. Die Abbildung 4-8 zeigt das induktive Signal und den punktweise aus dem Faradaysignal berechneten

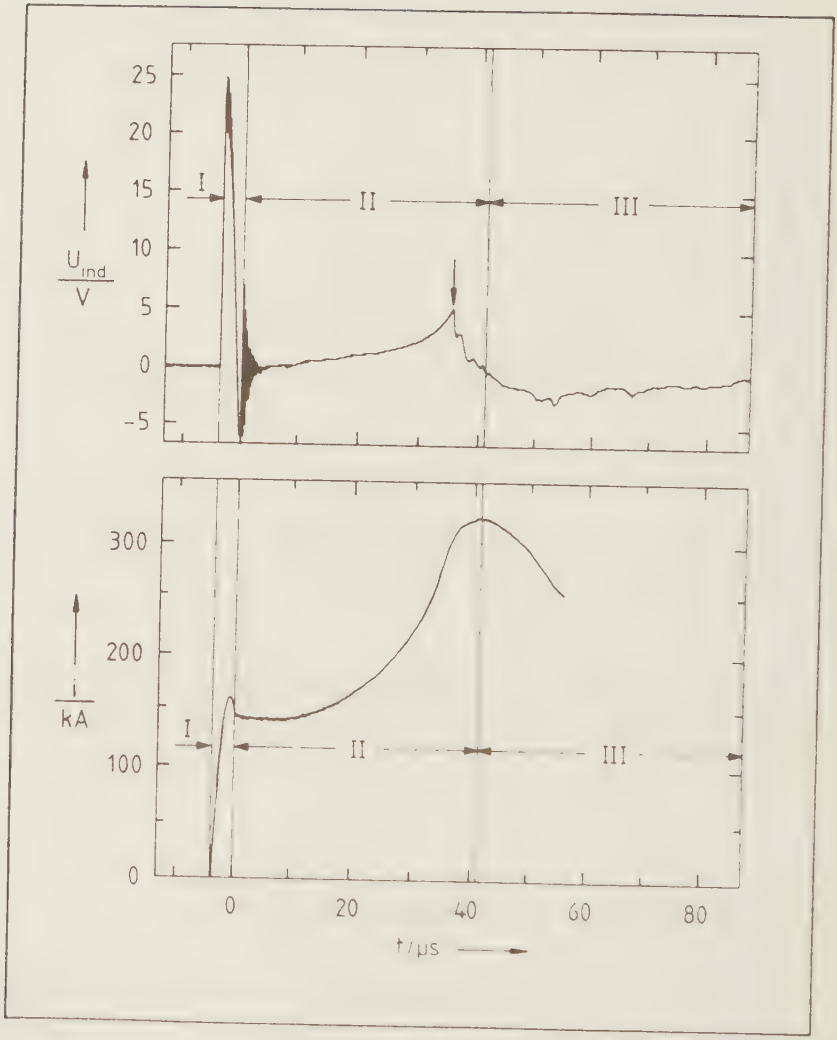

Abbildung 4-8: Induktives Signal und punktweise aus dem Faradaysignal berechneter Stromverlauf des Versuchs EXG-0-1

Stromverlauf. Deutlich kann man die für Flußkompressions-Experimente typischen drei Phasen des Versuches erkennen:

- Phase I, in der sich der gesamte Experimentierkreis wie ein schwach gedämpfter LCR-Kreis verhält; in dieser Phase wird im Generatorkreis der Anfangsstrom erzeugt;
- Phase II, die mit dem Abtrennen des Generators vom Restkreis beginnt und in der infolge der schnellen Verkleinerung der Induktivität durch den detonierenden Sprengstoff der Strom im Generatorkreis ansteigt;
- Phase III, in der die Stromstärke nach dem Erreichen des Maximums durch Dämpfung und mechanisches Zerlegen des Lastkreises abnimmt.

Beide Signale belegen, daß die Abtrennung des Generators etwa 0,8 µs nach dem ersten Strommaximum der Entladung erfolgt ist. Das Einschwingen der Sonde zu Beginn der zweiten Phase ist ohne Bedeutung, es lag an dem verwendeten Sondentyp und zeigte sich später bei den am Solenoid eingebauten Sonden nicht mehr. Wichtig ist in diesem Signal der etwa nach 36 µs festzustellende Einbruch in der Stromverstärkung, auf den später noch eingegangen wird.

Die für die Explosivgenerator-Experimente entwickelte Meßtechnik liefert sehr gute Aussagen über Stromverlauf und -änderungen. Die Messung mit induktiven Sonden in Verbin-

dung mit der digitalisierten Aufzeichnung durch Transient Recorder ergibt detaillierte Aussagen über die Schaltzeiten und eventuelle Unregelmäßigkeiten in der Kompressionsphase. Aus dem Faradaysignal läßt sich mit nur geringem Fehler der zeitliche Stromverlauf im Lastsolenoid berechnen.

Die Ergebnisse der beiden Experimente sind zum einen in der Tabelle III zusammengefaßt, zum anderen sind die Stromverstärkung in Abhängigkeit von der Zeit und die theoretisch maximale Verstärkung $\gamma_L(t)$ in der Abbildung 4-9 dargestellt. Die graphische Auftragung zeigt eine gute Wiederholbarkeit der Strommultiplikation, jedoch weichen diese

Tabelle III: Vorexperimente mit Explosivgenerator EXG-0

	EXG-0-1	EXG-0-2
L_{ac}/nH	118	
L_l/nH	20	
I_0/kA	142 ± 5	156 ± 4
I_f/kA	329 ± 2	326 ± 2
t_{If}/µs	41.0	41.1
γ_{If}	2.32 ± 0.07	2.09 ± 0.07
$\gamma_L(t_{If})$	5.73	5.73
$\lambda(t_{If})$	0.41 ± 0.01	0.37 ± 0.01

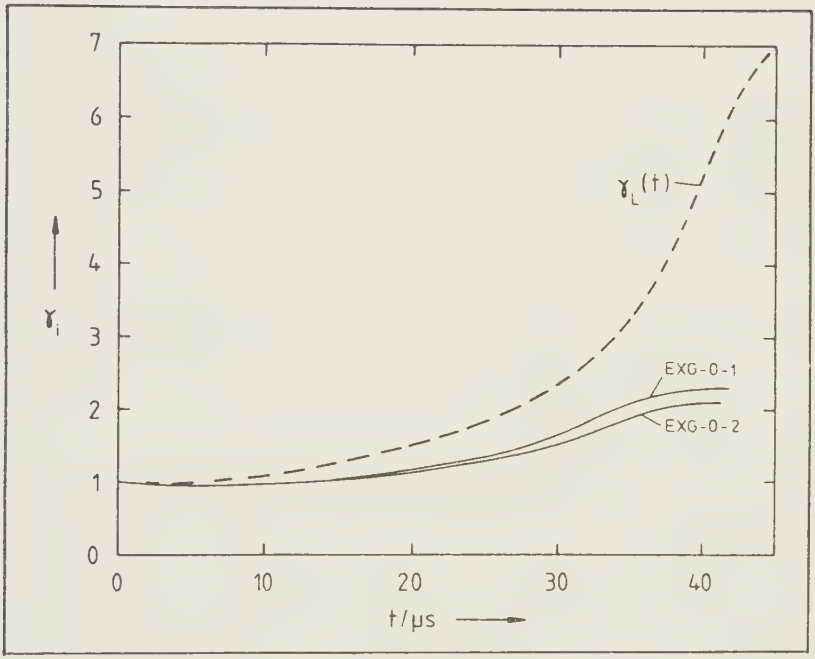

Abbildung 4-9: Vergleich der experimentellen Stromverstärkungen $\gamma_i(t)$ der beiden Vorexperimente mit dem induktiven Kompressionsverhältnis $\gamma_L(t)$

Kurven erheblich vom idealen Fall des konstanten magnetischen Flusses ab. In beiden Experimenten sind im Strommaximum nur noch etwa 40% des Anfangsflusses vorhanden.

Diese Tatsache bedingte die theoretische Untersuchung der Verlustmechanismen und die Entwicklung eines numerischen Modells zur Berechnung des Stromverlaufs während der Kompression (vgl. Kapitel 5).

Parallel zu diesen theoretischen Überlegungen wurde experimentell das Verhalten des Explosivgenerators am Ende der Kompression untersucht, um die Ursache des Einbruchs in der Stromverstärkung zu finden.

4.3 Experimentelle Untersuchungen zum Generatorverhalten gegen Ende der Kompression

4.3.1 Weitere Experimente mit dem Prototyp EXG-0

Ausgangspunkt für die Untersuchungen des Generatorverhaltens war der Einbruch im induktiven Signal (vgl. Abb. 4-8). Zur Klärung der Ursache dieser Erscheinung wurden sowohl Flußkompressions-Experimente als auch Versuche mit Modellen durchgeführt, an denen röntgenographisch und mit Hilfe von Pin-Kontakt-Sonden Teilprobleme untersucht wurden.

Eine möglicher Grund für den Einbruch wurde in einem Nebenschluß vermutet, der zwischen Innenleiter und Messingring erfolgt und der durch Stoßwellenaufheizung der Luft im Generator bedingt wird[1]. Die Geschwindigkeit der Stoßwelle liegt etwa 5-10% über der Detonationsgeschwindigkeit /59/.

---

1) GEIGER und HONCIA /59/ erreichten mit ihren "hard-core"-Anordnungen, deren Aufbau dem Typ EXG-0 sehr ähnlich ist, zu einem vergleichbaren Zeitpunkt eine Gastemperatur von 10000 K.

Optische Messungen des Stoßwellenleuchtens mit Lichtleitern und elektrische Messungen mit Pin-Kontakt-Sonden an 100 mm langen Modellen zeigten deutlich die vorhandene Stoßwelle. Jedoch konnten bei diesen Versuchen keine Aussagen über den Nebenschluß gemacht werden, da durch die Düse bereits eine leitende Verbindung zwischen Außen- und Innenleiter bestand.

Die Ausbildung einer Luftstoßwelle im Generator wurde in zwei Flußkompressions-Experimenten durch Ausschäumen des Innenraums mit Polyurethan verhindert. In der Abbildung 4-10 sind zum Vergleich die Sondensignale der Versuche EXG-0-1 und EXG-0-PU1 einander gegenübergestellt. Während beim ersten der Einbruch ca. 2 µs vor dem Detonationsende erfolgt, tritt er beim ausgeschäumten Generator etwa 1.5 µs nach ihm auf. Zusätzlich bricht der Stromanstieg zu diesem Zeitpunkt sofort zusammen. Von Nachteil ist jedoch der wesentlich langsamere Stromanstieg, der durch Unsymmetrien während der Kompression zu erklären ist.

Die experimentelle Untersuchung eines Generators mit einer Propangasfüllung brachte zwar eine leichte Verbesserung im Sondensignal, jedoch trat hier ebenfalls ein Einbruch etwa 1.5 µs vor Detonationsende auf.

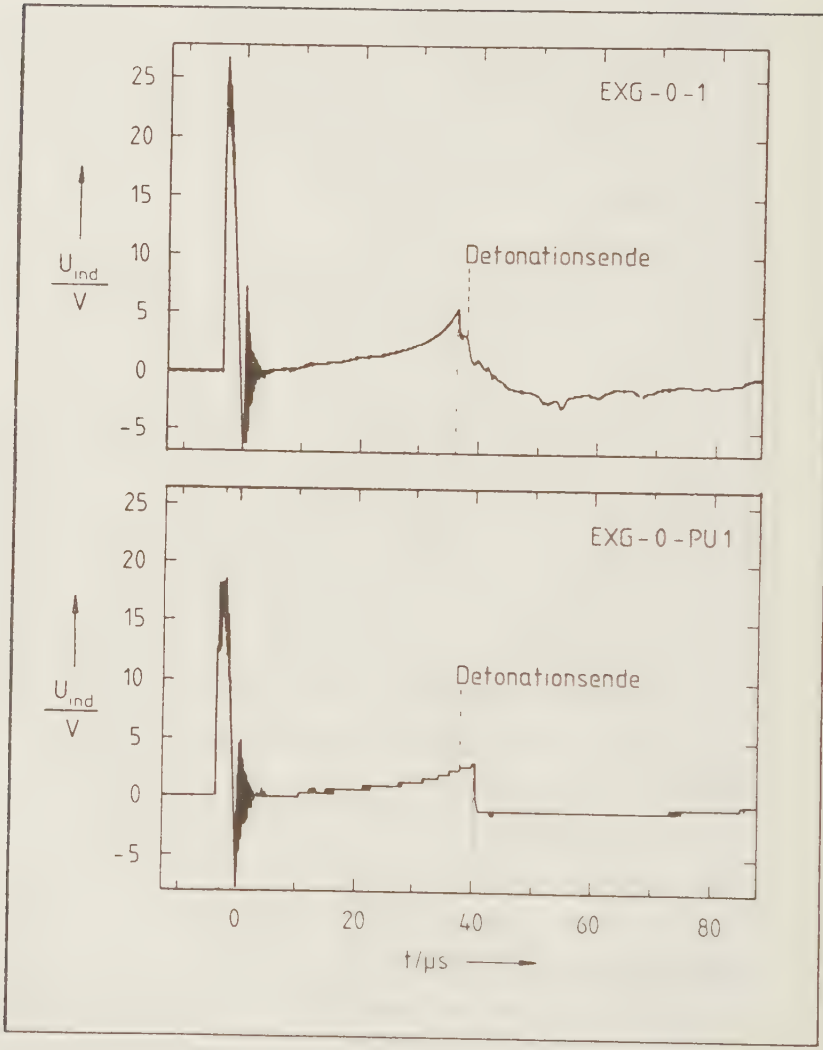

Abbildung 4-10: Induktive Sondensignale der Versuche EXG-0-1 und EXG-0-PU1 zur Untersuchung des Nebenschlusses

4.3.2 Explosivgeneratoren EXG-I und EXG-II

Als Konsequenz aus den Versuchen mit dem Prototyp EXG-0 wurde das Generatorende vollkommen neu gestaltet. Es handelte sich dabei um die folgenden Änderungen (vgl. hierzu auch Abbildung 4-12):

a) der 8-mm-hohe Messingring zum Anschluß der Last wurde außen an den Außenleiter hart angelötet, um einen Nebenschluß zu vermeiden;

b) aus dem gleichen Grund wurde der Innenleiter mit einem Schlauch aus Polyethylen überzogen;

c) die Sprengstoffbelegung endete 22 mm oberhalb des Ringes, um ein direktes Aufschlagen der Detonationsfront auf den Ring zu verhindern;

d) vor Versuchsbeginn wurde zusätzlich Frigen als Füllgas in das Generatorinnere geleitet.

Der auf diese Weise modifizierte Generator EXG-I hatte eine Gesamtlänge von 290 mm, davon waren 260 mm mit Sprengstoff belegt. Seine effektive Induktivität betrug 105 nH, da der untere 30 mm lange Teil keinen Beitrag zur Kompression lieferte.

In der Abbildung 4-11 ist das induktive Signal des Versuchs EXG-I-2 dargestellt. Während der Kompressionsphase steigt die induzierte Spannung bis ca. 2 µs nach Detonationsende an, die Stromverstärkung endete weitere 4 µs später. Bei

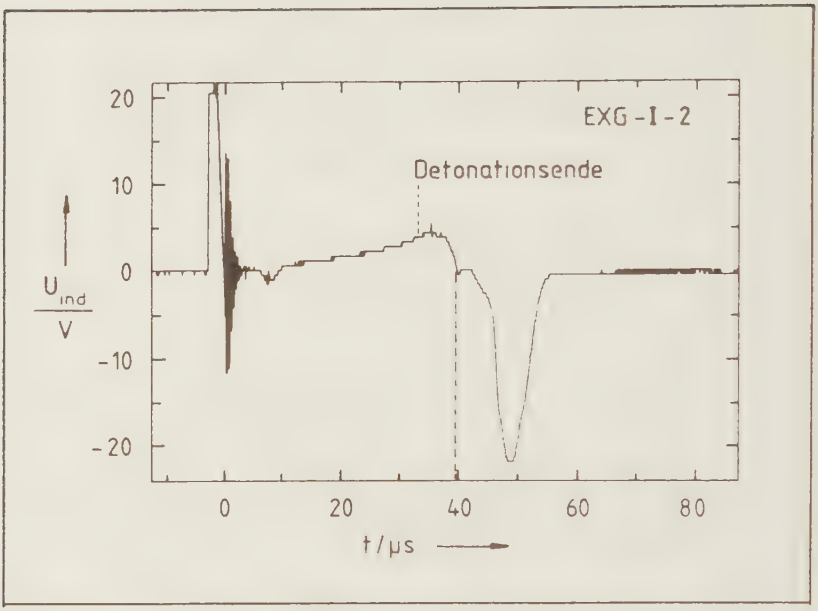

Abbildung 4-11: Induktives Signal des Versuchs EXG-I-2

einer Anfangsstromstärke von 130 kA betrug die Strommultiplikation bei diesem Generator $\gamma_{if} = 2.25 \pm 0.15$, der Flußkoeffizient ergab sich zu $\lambda(t_{if}) = 0.52 \pm 0.04$.

Die Experimente mit dem Generator EXG-I zeigten, daß die durchgeführten Änderungen am Generator das Verhalten am Kompressionsende verbesserten. Störend war jedoch die relativ große Restinduktivität, die nach Ende der Kompression noch vorhanden war und eine höhere Stromverstärkung verhinderte. Durch Vergrößerung des Innenleiterdurchmessers von 5 auf 30 mm (vgl. Abbildung 4-12) wurde sie von 12 nH auf

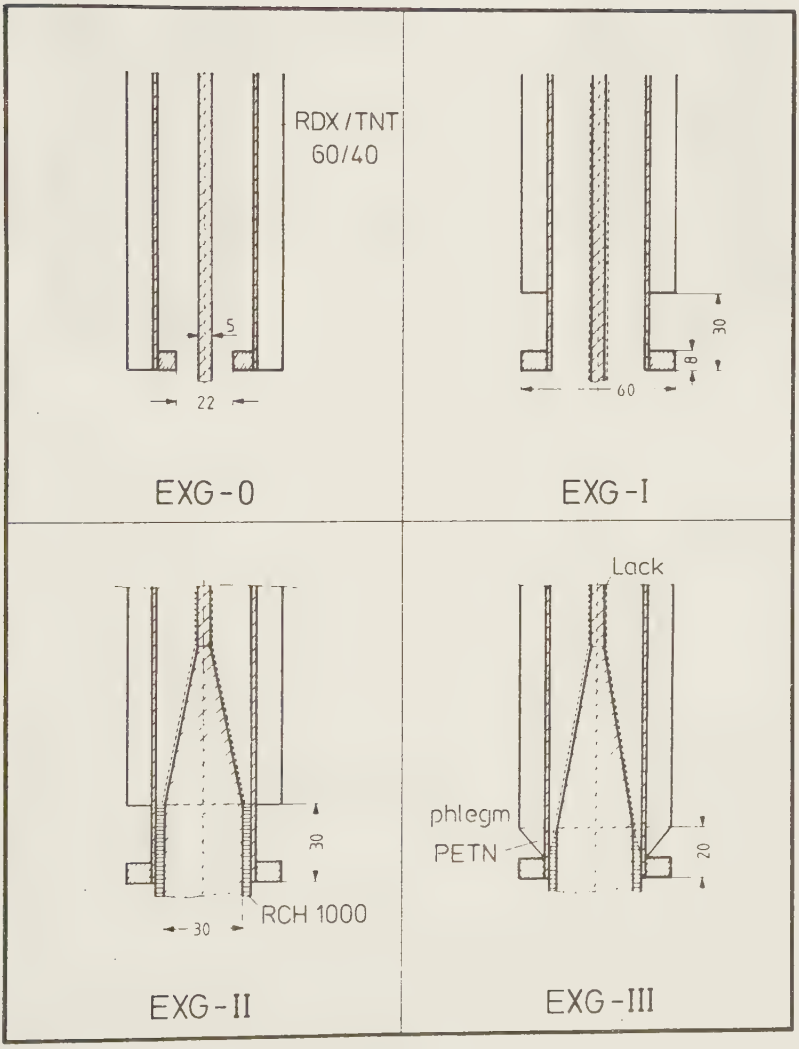

Abbildung 4-12: Entwicklung des Generatorendes vom Prototyp EXG-0 zum Generator EXG-III

auf 1.4 nH verkleinert. Der Übergang erfolgte konisch mit einem Winkel von 12 Grad zur Achse, um eine näherungsweise Anpassung an die Düsenform zu erreichen. Zur Isolation zwischen dem Außen- und dem Innenleier wurde höchstmolekulares Polyethylen RCH 1000 mit einer Spannungsfestigkeit von über 90 kV/mm verwendet. Der Generator EXG-II besaß eine Länge von 330 mm und eine Induktivität von L_{GO} = 108 nH. Um höhere Ausgangsströme i_0 zu erzielen, wurde die Kondensatorbatterie NT II als Energiequelle verwendet.

Die Abbildung 4-13 zeigt das induktive Sondensignal des Versuchs EXG-II-3 mit einer Anfangsstromstärke von 270 kA.

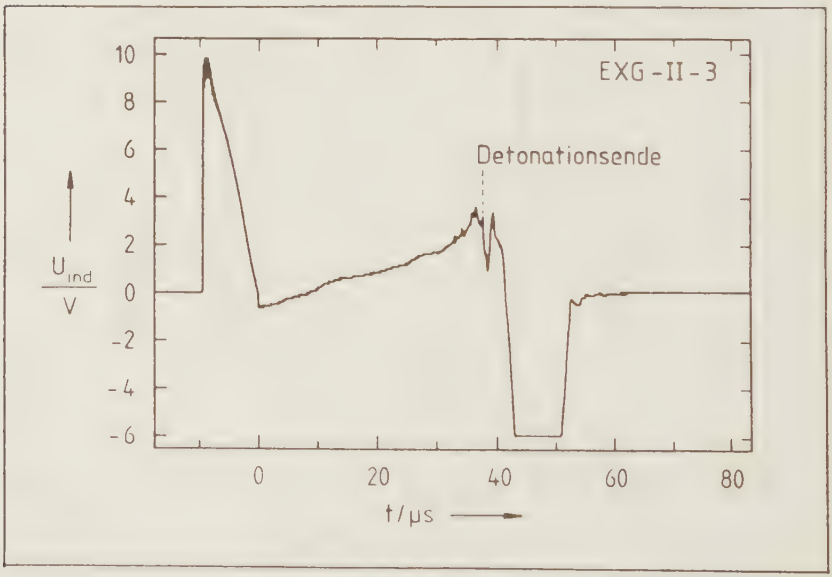

Abbildung 4-13: Induktives Sondensignal Versuch EXG-II-3

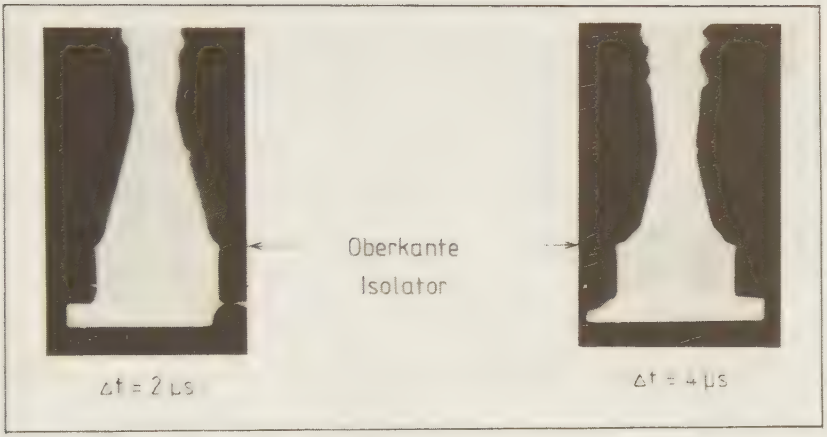

Abbildung 4-14: Röntgenaufnahmen zum Typ EXG-II

Die Stromverstärkung ergab $\gamma_{t_E} = (1.88 \pm 0.14)$, der Flußkoeffizient betrug $\lambda(t_{t_E}) = (0.29 \pm 0.02)$ /60/. In dem Sondensignal tritt am Ende der Detonation wieder ein Einbruch auf, dessen Ursache die Röntgenaufnahmen in Abbildung 4-14 zeigen[1]. Aufgrund der Druckunterschiede scherte der Außenleiter über der Isolation ab, so daß an dieser Stelle eine Änderung der Leitfähigkeit auftrat, die für den Einbruch verantwortlich war.

In weiteren Experimenten an Generatormodellen wurde mit Röntgenaufnahmen ein Aufbau ähnlich dem Typ EXG-II ent-

1) Für die Röntgenversuche wurde der konische Teil entfernt und durch 5-mm-Rundkupfer ersetzt, die Kunststoffisolation jedoch beibehalten.

wickelt, der für die geforderte Zeit von etwa 5 µs nach Ende der Detonation eine metallische Stromleitung gewährleistet. Es ergab sich die Forderung, daß sämtliche Übergänge am Generatorende möglichst kontinuierlich erfolgen sollen. Dies wurde am Explosivgenerator EXG-III verwirklicht.

4.4 Explosivgenerator EXG-III

Der Explosivgeneratortyp EXG-III, der aus den Erkenntnissen der vorausgegangenen Untersuchungen entwickelt wurde, besitzt bei einer Gesamtlänge l_0 = 330 mm eine Induktivität von L_{G0} = 110 nH. Die ersten 310 mm sind wie bisher mit 10 mm Sprengstoff (RDX/TNT 60/40) belegt, der zum Messingring hin konisch ausläuft (vgl. Abb. 4-12). Hierzu wurde wegen der leichteren Bearbeitungsmöglichkeit phlegmatisiertes PETN benutzt. Der Kupferinnenleiter verbreitert sich konisch mit einem Winkel von 10 Grad zur Achse von 5 auf 30 mm; zur Isolation ist er mit einer dünnen Lackschicht überzogen. Die Isolation des restlichen koaxialen Leiters ist ebenfalls konisch ausgebildet.

Die wesentlichen Daten des Generators sind in Tabelle IV zusammengefaßt. Als induktive Last wird bei diesem Generator das Solenoid 2 (vgl. 3.5.2) verwendet, das über einen kurzen Bandleiter angeschlossen wird. Die gesamte Indukti-

Tabelle IV: Daten des koaxialen Explosivgenerators EXG-III

Außenleiter:	Durchmesser	40 mm
	Wandstärke	1 mm
Innenleiter:	Durchmesser	5 mm
	Durchmesser Ende	30 mm
	Länge Ende	20 mm
	Übergangswinkel	10 Grad
Sprengstoff:	Länge	310 mm
	Dicke	10 mm
	Gewicht	837 g
Induktivität:		110 nH

vität der Last beträgt 10 nH.

Bei der Versuchsserie kamen zusätzlich die in 3.2.2 beschriebenen Pin-Kontakt-Sonden mit optischer Kopplung zum Einsatz, um die Lage der Detonationsfront relativ zu den übrigen Signalen zu bestimmen. Hierzu wurde eine Sonde 20 mm unterhalb der ringförmigen Schneidladung, die zweite am Ende der 10 mm dicken Sprengstoffbelegung montiert. Die obere wurde bei insgesamt fünf Experimenten $(3.46 \pm 0.25)\mu s$ nach dem Schalter kurzgeschlossen, die mittlere Detonationsgeschwindigkeit betrug $D = (7.86 \pm 0.07)$ mm/µs in guter Übereinstimmung mit dem in den Vorexperimenten bestimmten Wert. Rechnet man mit ihm die ersten 20 mm zurück, so er-

Tabelle V: Ziele der Versuche mit dem Generator EXG-III

EXG-III-1:	Maximalstrom über 1 MA	} Wiederholbarkeit
EXG-III-2:	Maximalstrom über 1 MA	
EXG-III-3:	Variation von i_0	} Stromabhängigkeit
EXG-III-4:	Variation von i_0	
EXG-III-5:	Einfluß des koaxialen Endes	

gibt sich eine Zeitdifferenz von 1 µs, die notwendig ist, um eine stationäre Detonation aufzubauen.

Die Zielsetzung der Experimente zeigt Tabelle V. Der Versuch EXG-III-5 diente der Untersuchung des Einflusses des koaxialen Endes auf die Stromverstärkung. Hierzu wurde das zylindrische Ende des Innenleiters einschließlich der Isolation um 30 mm verlängert, die übrigen Parameter (siehe Tabelle IV) blieben konstant.

Die experimentellen Ergebnisse dieser Versuchsserie sind in Tabelle VI zusammengefaßt. Die Abbildung 4-15 zeigt den Stromverlauf während der Kompressionsphase der Versuche EXG-III-1 und EXG-III-2. Eingezeichnet sind auch die unterschiedlichen Stromfehler, wie sie sich aus dem Faradaysignal ergeben.

Im Strommaximum von 1.2 MA des Versuches EXG-III-1 sind in

der induktiven Last 7.3 kJ magnetische Energie gespeichert. Das Magnetfeld in der Solenoidmitte beträgt 14.8 T.

Eine Bewertung und Diskussion dieser Experimente wird im nächsten Kapitel zusammen mit den numerischen Berechnungen zu diesem Generatortyp vorgenommen.

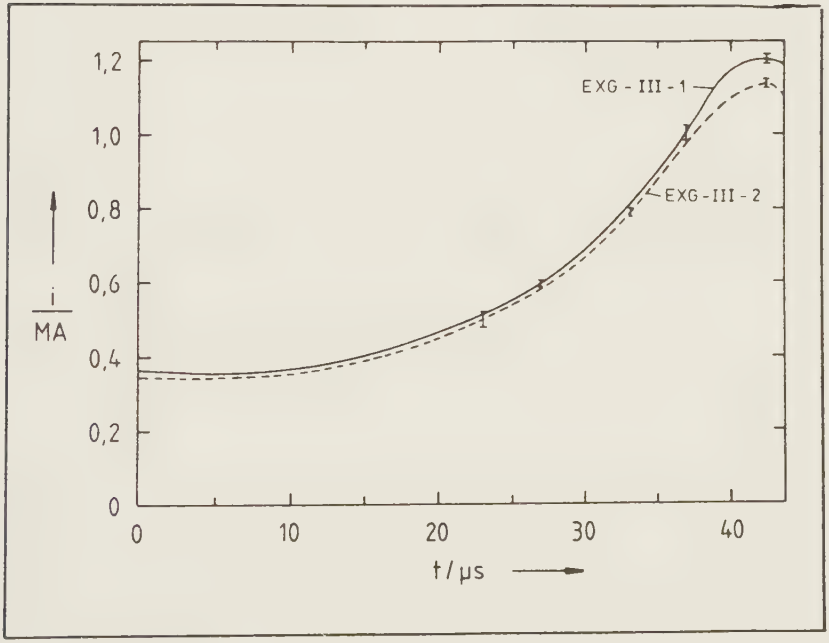

Abbildung 4-15: Stromverlauf während der Kompressionsphase der Versuche EXG-III-1 und EXG-III-2

Tabelle VI: Ergebnisse der Versuchsserie EXG-III

Versuch	EXG-III-1	EXG-III-2	EXG-III-3	EXG-III-4	EXG-III-5
L_{GO}/nH	110				98
i_0/kA	362±20	345±10	260±20	42±5	325±5
$i_{\sim}$/kA	1200±10	1110±10	900±50	195±5	1030±8
t_{if}/μs	42,45	41,6	43,0	42,55	37,55
$\gamma_i(t_{if})$	3,32±0,19	3,22±0.10	3,46±0,33	4,66±0,5	3,17±0,06
$\gamma_L(t_{if})$	10,80	10,70	10,80	10,90	8,9
$\gamma(t_{if})$	0,31±0,02	0,30±0,01	0,32±0,03	0,41±0,05	0,36±0,01

5 Numerische Rechnungen und Vergleich von Theorie und Experiment

5.1 Zielsetzung des Modells und Voraussetzungen

5.1.1 Zielsetzung

Für die magnetische Flußkompression gibt es keine geschlossene Theorie, mit der man für ein beliebiges Generatorsystem den Stromverlauf berechnen kann. Deshalb ist es notwendig, für jeden Generatortyp ein spezielles Rechenmodell zu entwickeln, um vor allem den Einfluß der Verlustmechanismen vorhersagen zu können. Für Explosivgeneratoren mit Helixgeometrie existieren viele Modelle. Einige gehen sehr allgemein von den magnetohydrodynamischen Gleichungen in Verbindung mit den Zustandsgleichungen des Materials aus /61/, /62/, andere erreichen jedoch mit vereinfachenden Voraussetzungen aus der Geometrie und der magnetischen Diffusionstheorie eine ausreichende Übereinstimung zwischen Theorie und Experiment /17/, /63/ - /65/. Für koaxiale Generatoren liegt ein von SHEARER und Mitarbeitern /14/ entwickeltes Modell vor, dessen grundlegende Ideen für das im folgenden vorzustellende Rechenmodell übernommen wurden.

Dieses numerische Modell war notwendig, um den Einfluß der Magnetfelddiffusion beim koaxialen Explosivgenerator mit den betrachteten kleinen Dimensionen zu ermitteln. Zusätzlich

ergab sich die Möglichkeit der Sensibilitätsanalyse und der Extrapolation der Versuchsergebnisse für mögliche Weiterentwicklungen.

5.1.2 Zusammenfassung der Voraussetzungen

Das Rechenmodell geht von den folgenden, zum Teil empirisch bereits bestätigten Voraussetzungen aus:

- die Bewegung des Liners (der sich bewegende Teil des Generators) läßt sich mit Hilfe der folgenden Beziehungen beschreiben:

$$r_{LA}(t) = r_{LA0} - v_{LA}t \qquad (5\text{-}1)$$

$$r_{LI}(t) = \sqrt{r_{LI0}^2 + v_{LA}^2 t^2 - 2r_{LA0}v_{LA}} \qquad (5\text{-}2)$$

  Hierbei bedeuten:

  r_{LA}: Außenradius des Liners,

  r_{LI}: Innenradius des Liners,

  v_{LA}: Außenwandgeschwindigkeit des Liners,

  der Index 0 kennzeichnet die Ausgangsgrößen (vgl. 3.3.1);

- nach dem Ende der Detonation bewegt sich der Liner aufgrund der Massenträgheit und des weiterhin anliegenden Schwadendrucks wie oben beschrieben;
- der im Generatorkreis zum Zeitpunkt t fließende Strom i(t) wird durch die Gleichung

$$i(t) = i_0 \frac{L_0}{L(t)} \exp\left(-\int_0^t \frac{R(t')}{L(t')}\, dt'\right) \qquad (5\text{-}3)$$

beschrieben, wobei L(t) die noch vorhandene Gesamtinduktivität und R(t) die Verluste darstellen;

- die Generatorinduktivität $L_G(t)$ läßt sich aus der allgemeinen Definition der Induktivität und den die Linerbewegung charakterisierenden Gleichungen berechnen (vgl. 4.2.1).

Die Beschreibung der Verluste R(t) erfolgt mit Hilfe der magnetischen Diffusion, deren wichtigste Grundlagen im folgenden Abschnitt kurz dargestellt sind.[1)]

5.2 Magnetische Diffusion in einen Leiter

5.2.1 Grundlagen

Die Theorie der Magnetfelddiffusion wird am ebenen, in der Abbildung 5-1 dargestellten Fall des leitenden Halbraums zusammengefaßt. Dies geschieht unter den folgenden Voraussetzungen:

---

1) Eine ausführliche Darstellung der Magnetfelddiffusion befindet sich im Buch von KNOEPFEL /6/, eine Zusammenfassung u.a. bei HERLACH /5/.

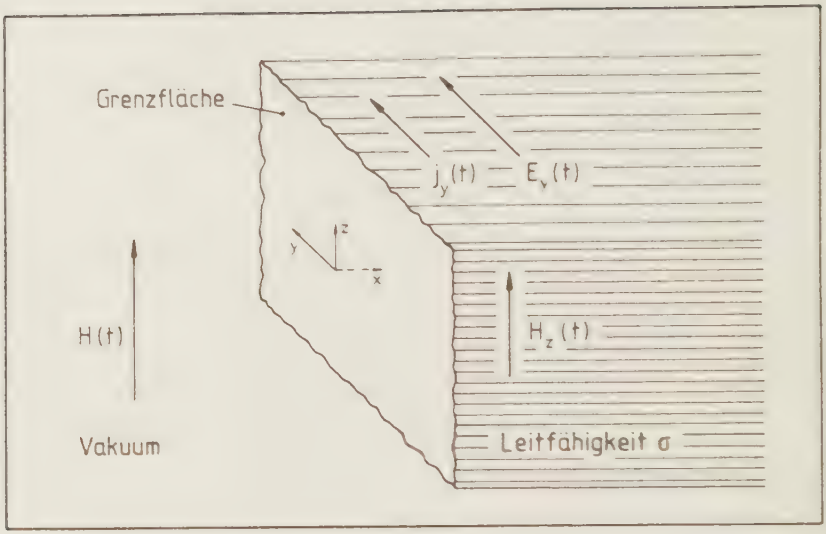

Abbildung 5-1: Magnetfelddiffusion in einen leitenden Halbraum

a) das Feld sei quasistationär, d.h. der Verschiebungsstrom kann vernachlässigt werden;

b) das Feld besitze nur eine Komponente;

c) die Leitfähigkeit des Halbraums sei konstant: $\sigma = \sigma_0$;

d) das äußere Feld steige exponentiell mit der Zeitkonstanten τ an:

$$H(t) = H_0 \exp(t/\tau) \qquad (5\text{-}4)$$

e) die Wärmeleitung werde vernachlässigt (/6/, S.74).

Unter Berücksichtigung der Voraussetzungen a) - c) erhält man aus den Maxwellschen Gleichungen die eindimensionale

Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma_0} \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} \qquad (5\text{-}5)$$

Sie besitzt für einige einfache Rand- und Anfangsbedingungen partikuläre Lösungen /6/, die auch für die Diskussion von Flußkompressions-Experimenten sehr nützlich sind.

Für den exponentiellen Feldanstieg gemäß Gleichung (5-4), wie er in diesen Versuchen angenommen werden kann, besitzt die Diffusionsgleichung die analytische Lösung

$$H_z(x,t) = H_0 \exp(t/\tau) \exp(-x/s_\Phi) \qquad (5\text{-}6)$$

mit der magnetischen Flußschichtdicke[1)]

$$s_\Phi = \sqrt{\frac{\tau}{\mu_0 \sigma_0}} \qquad (5\text{-}7)$$

---

1) Mit Hilfe der magnetischen Flußschichtdicke läßt sich der gesamte, in den Leiter pro Längeneinheit diffundierte Fluß durch das Produkt aus der Flußschichtdicke und der Flußdichte pro Längeneinheit an der Oberfläche ausdrücken

$$\Phi(t) = \int_0^\infty B_z(x,t)dx = B_z(0,t) \cdot s_\Phi \qquad (5\text{-}8)$$

Die Stromdichte $j_y(t)$ ergibt sich aus der Gleichung (5-6) zu

$$j_y(x,t) = \frac{\partial H_z}{\partial x} = - \frac{1}{s_\phi} H_z(x,t) \qquad (5\text{-}9)$$

Bei der Diffusion von Magnetfeldern dringt Energie in den Leiter hinein, die zur Hälfte in Joulesche Wärme umgewandelt wird. Die Zunahme der Wärmemenge ∂Q in einem Leiter mit der Stromdichte j_y ist bestimmt durch das Joulesche Gesetz, das unter Berücksichtigung der Voraussetzung e) lautet

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{j_y^2}{\sigma_0} \qquad (5\text{-}10)$$

Für feste Leiter läßt sich unterhalb des Schmelzpunktes ∂Q in guter Näherung durch

$$\partial Q = c_v \partial \theta \qquad (5\text{-}11)$$

beschreiben, wobei die spezifische Wärme c_v im Intervall zwischen 0°C und dem Schmelzpunkt näherungsweise konstant ist. Durch Kombination der beiden letzten Gleichungen erhält man für die Temperaturerhöhung

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{\sigma_0 c_v} \frac{1}{s_\phi^2} H_z^2(x,t) \qquad (5\text{-}12)$$

Integration dieser Gleichung liefert für die Oberflächentemperatur des Leiters

$$\theta_i = \frac{\mu_0 H_i^2}{2c_v} = \frac{B_i^2}{2\mu_0 c_v} \qquad (5\text{-}13)$$

Für Kupfer ergibt sich ein Wert von 0.12 K/T^2 für den Term $(2\mu_0 c_v)^{-1}$.

Berücksichtigt man die Temperaturerhöhung, so erhält man ein im allgemeinen nicht mehr analytisch lösbares Problem. LEWIN und SMITH /66/ berechneten eine näherungsweise Lösung der Diffusionsgleichung unter der Annahme, daß sich die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur durch

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + k\theta} \qquad (5\text{-}14)$$

darstellen läßt. Zur Beschreibung der Lösung führen sie als Normierungsgröße ein "charakteristisches Feld"

$$B_c = \mu_0 H_c = \sqrt{\frac{2\mu_0 c_v}{k}} \qquad (5\text{-}15)$$

ein[1]. Sowohl die Leitfähigkeit als auch die Flußschichtdicke können mit dieser Größe in Abhängigkeit vom Magnet-

1) Für Kupfer gilt: $B_c = 40$ T

feld ausgedrückt werden

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + (B/B_c)^2} \tag{5-16}$$

$$s_\Phi = s_{\Phi 0}(1 + B/B_c) \tag{5-17}$$

Für zylindrische Probleme ist keine analytische Lösung bekannt. Sie lassen sich jedoch in den meisten Fällen in der ebenen Näherung behandeln, solange die stromführende Leiterschicht klein ist im Vergleich zum Leiterradius /5/.

5.2.2 Magnetfelddiffusion am koaxialen Explosivgenerator

Um die Gleichungen aus 5.2.1 auf den koaxialen Generator anwenden zu können, wird der Strom während der Kompression durch den Ansatz

$$i(t) = i_0 \exp(t/\tau) \tag{5-18}$$

angenähert, wobei sich die Zeitkonstante τ aus der nullten Näherung der Flußkonstanz zu

$$\tau = \frac{l_B}{D \ln(L_0/L_1)} \tag{5-19}$$

bestimmt (l_B: Belegungslänge, D: Detonationsgeschwindigkeit). Hiermit ergibt sich die magnetische Flußschichtdicke

$s_{\phi 0}$ aus (5-7) zu

$$s_{\phi 0} = \sqrt{\frac{l_B}{\mu_0 \sigma_0 \sin(l_0/l_1)}} \qquad (5\text{-}20)$$

Mit den Parametern aus den Experimenten erhält man hiermit für $s_{\phi 0}$ Werte unter 0.5 mm, so daß die Formeln des ebenen Falls für die Berechnungen des koaxialen Generators übernommen werden können.

Mit Hilfe der Definition (5-8) der Flußschichtdicke berechnet sich der in den Leiter diffundierte magnetische Fluß zu

$$\Phi(t) = B_z(0,t) \cdot s_\phi \cdot \Delta s \qquad (5\text{-}21)$$

Durch Differentiation und Anwendung des Induktionsgesetzes erhält man

$$U_{ind} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{\partial}{\partial t}(B_z(0,t) \cdot s_\phi \cdot \Delta s) = R(t) \cdot i(t) \qquad (5\text{-}22)$$

Mit dieser Gleichung läßt sich ein durch die Magnetfelddiffusion bestimmter Verlustwiderstand R(t) bestimmen, so daß mit der Gleichung (5-3) und bekannter Induktivität L(t) der Strom i(t) iterativ berechnet werden kann.

5.3 Beschreibung des Rechenmodells

Der koaxiale Explosivgenerator der Länge l_0 wird in N gleich lange Segmente der Länge $\Delta s = l_0/N$ unterteilt. Jedem dieser Segmente werden seine charakteristischen Größen Linerinnenradius $r_{LI}(j)$, Innenleiterradius $r_{IL}(j)$, Segmentinduktivität $L_{seg}(j)$ und Segmentwiderstand $R_{seg}(j)$ (j=1(1)N) zugeordnet.

Zum Zeitpunkt $t = k \cdot \Delta t$ hat die Detonationsfront das k-te Segment überstrichen (vgl. Abbildung 5-2), so daß für jedes Segment mit $j \leq k$ mit Hilfe der Gleichung (5-2) $r_{LI}(j)$ neu ermittelt werden kann.

Die Induktivität des Segments $L_{seg}(j)$ berechnet sich mit der Induktivitätsformel für koaxiale Leiter aus den geometrischen Größen des Segments

$$L_{seg}(j) = \frac{\mu_0}{2\pi} \Delta s \ln \frac{r_{LI}(j)}{r_{IL}(j)} \qquad (5\text{-}23)$$

Der Segmentwiderstand bestimmt sich aus der Gleichung (5-22) unter Berücksichtigung des Magnetfeldes des koaxialen Leiters. Vernachlässigt man in einer ersten Näherung die Temperaturabhängigkeit, d.h. setzt man eine zeitlich konstante Flußschichtdicke voraus, so erhält man

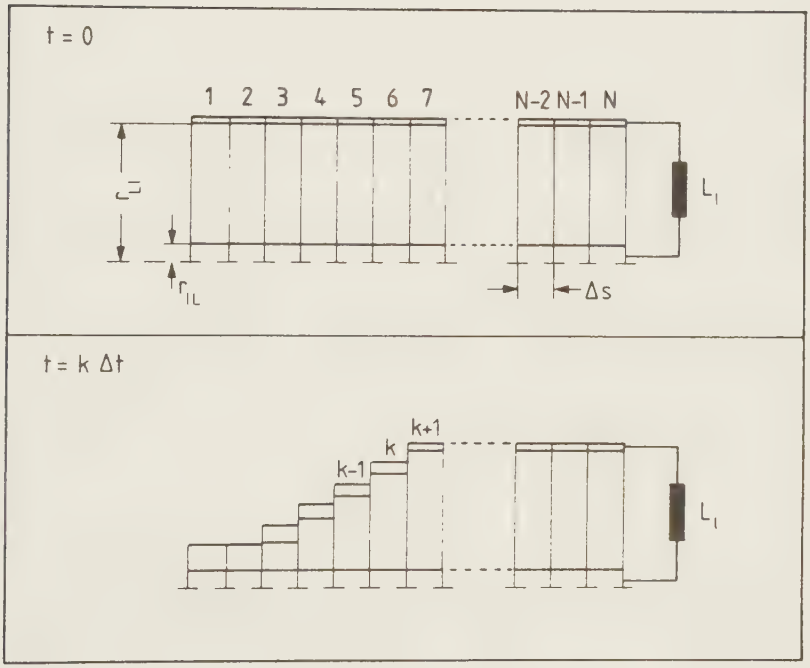

Abbildung 5-2: Segmentierung des koaxialen Explosivgenerators zur numerischen Berechnung des Stromverlaufs

$$R_{seg}(j) = \frac{\mu_0}{2\pi} s_{\phi 0} \Delta s \left(\frac{1}{\tau r_{LI}(j)} + \frac{v_{LA}}{r^2_{LI}(j)} + \frac{1}{\tau r_{IL}(j)}\right) \qquad (5\text{-}24)$$

Bezieht man dagegen diesen nichtlinearen Effekt, so ergibt sich der Segmentwiderstand zu

$$R_{seg}(j) = \frac{r_0}{2\pi} \Delta z \left(\left(\frac{1}{\pi r_{LI}(j)} + \frac{v_{LA}}{r_{LI}^2(j)} \right) s_{\pm 0} \left(1 + \frac{i}{\pi r_{LI}(j) H_c} \right) \right. \tag{5-25}$$

$$\left. + \frac{1}{\pi r_{IL}(j)} s_{\pm 0} \left(1 + \frac{i}{\pi r_{IL}(j) H_c} \right) \right)$$

Die Gesamtinduktivität $L_G(t)$ und den Gesamtwiderstand $R(t)$ erhält man durch Summation über alle Segmente. Mit Hilfe der Trapezregel wird die Integration in Gleichung (5-3) durchgeführt und anschließend der Strom berechnet. Nach Erhöhung des Index k um 1 beginnt die Schleife erneut bei der Berechnung der Segmentradien.

5.4 Vergleich des Modells mit den Experimenten

Für alle Explosivgenerator-Experimente wurde unter Verwendung des numerischen Modells der Stromverlauf in der Kompressionsphase auf dem Großrechner TR 445 berechnet. Dabei wurden in verschiedenen Programmläufen unterschiedliche Verlustmechanismen vorausgesetzt:

a) es werden nur ohmsche Verluste berücksichtigt; der Widerstand eines Segments ist durch

$$R_{seg}(j) = \frac{1}{\pi} \Delta z \left(\frac{1}{s_{LI} r_{LI}(j) \sigma_c} + \frac{1}{s_{IL} r_{IL}(j) \sigma_c} \right) \tag{5-26}$$

mit σ_0 = const. gegeben, wobei sich die Dicke δ der Skinschicht aus der Periodendauer der Kondensatorentladung bestimmt;

b) R wird aus der Magnetfelddiffusion berechnet, die Erhöhung der Temperatur wird vernachlässigt; $R_{seg}(j)$ ergibt sich aus der Gleichung (5-24);

c) für die Berechnung von R werden die Diffusionsverluste einschließlich der Temperaturerhöhung zugrunde gelegt; $R_{seg}(j)$ ist durch Gleichung (5-25) gegeben.

Zur Verdeutlichung der einzelnen Effekte sind in den Abbildungen 5-3 und 5-4 die Ergebnisse dieser Rechnungen für die Versuche EXG-0-1 und EXG-III-1 graphisch dargestellt. Es zeigt sich, daß der experimentelle Verlauf unter der Voraussetzung ohmscher Verluste nicht beschrieben werden kann, da man einen um den Faktor zwei zu großen Endwert erhält. Eine ähnliche Aussage läßt sich auch zu dem Fall der linearen Magnetfelddiffusion machen.

Setzt man für die Verluste den Fall c) der nichtlinearen Diffusion an, so findet man eine ausreichende Übereinstimmung zwischen den experimentell bestimmten und den numerisch berechneten Werten.

Sehr deutlich zeigt sich beim Generator EXG-III der Einfluß der Temperaturerhöhung auf die Stromverstärkung. Vergleicht man die Kurven b) und c) in der Abbildung 5-4 miteinander,

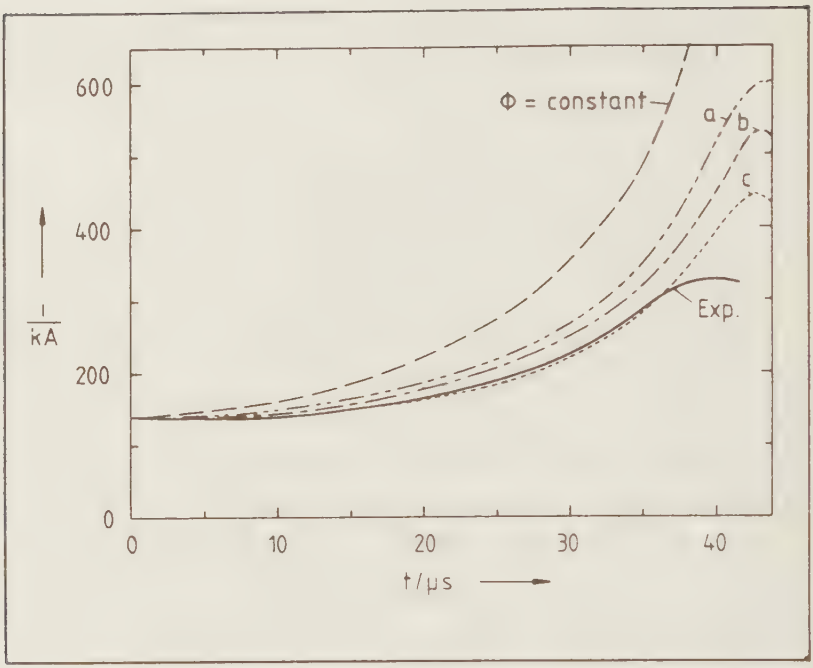

Abbildung 5-3: Vergleich der numerischen Berechnungen mit dem Experiment: Versuch EXG-0-1

so zeigt sich eine Verkleinerung der Strommultiplikation um 50% gegenüber dem Fall der linearen Diffusion. Beim Generator EXG-0 ist dieser Effekt weniger deutlich ausgeprägt, da die Ströme nur maximal 330 kA erreichen und somit noch unter dem Ausgangsstrom von 362 kA des Versuchs EXG-III-1 liegen.

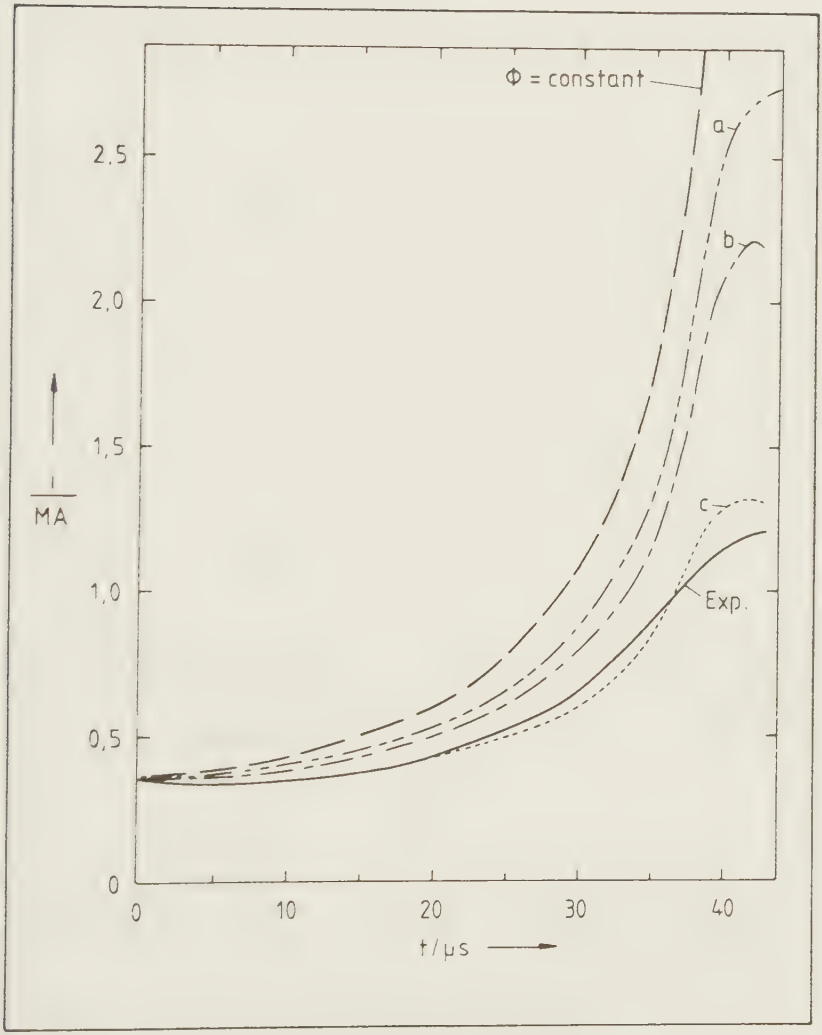

Abbildung 5-4: Vergleich der numerischen Berechnungen mit dem Experiment: Versuch EXG-III-1

Für die weiteren numerischen Berechnungen zur Untersuchung des Generators EXG-III wurden die Diffusionsverluste einschließlich der Temperaturerhöhung zugrunde gelegt.

5.5 Sensibilitätsanalyse und Wiederholbarkeit

Das numerische Modell bietet die Möglichkeit einer Sensibilitätsanalyse, um den Einfluß kleiner Parametervariationen auf die Stromverstärkung des Generators zu untersuchen. Das ist vor allem im Hinblick auf den mechanischen Aufbau des Generators interessant.

Die Abbildung 5-5 zeigt zwei Beispiele für die Ergebnisse dieser Rechnungen für die Lastinduktivität L_1 und den Übergangswinkel β des konischen Innenleiterendes, die um jeweils 10% um den in Tabelle IV angegebenen Wert variiert wurden. Dargestellt ist der prozentuale Fehler

$$\Delta = \frac{\Delta\gamma_i}{\gamma_i} \cdot 100$$

in Abhängigkeit von der variierten Größe. Dabei ist γ_1 die Stromverstärkung des Bezugsgenerators EXG-III.

Wie zu erwarten liegen die Abweichungen in der Stromverstärkung unter 4%. In den meisten Fällen läßt sich eine nahezu lineare Abhängigkeit feststellen.

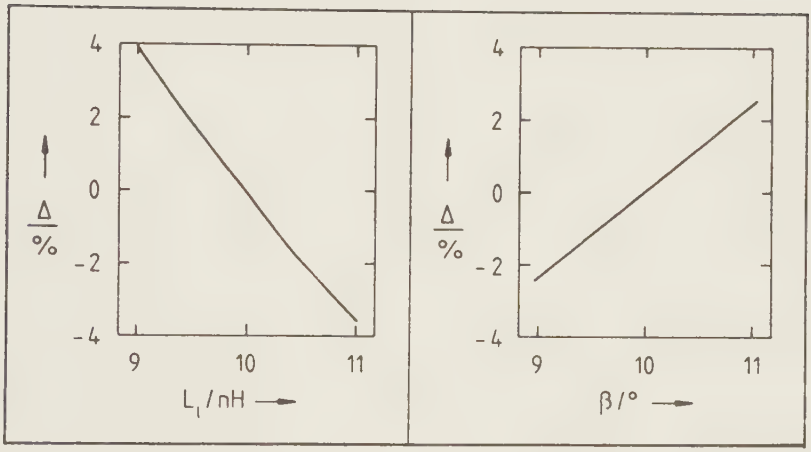

Abbildung 5-5: Ergebnisse der Sensibilitätsanalyse des Generators EXG-III

Die Ergebnisse der Sensibilitätsanalyse stimmen mit den experimentellen Erfahrungen aus den Versuchen sehr gut überein. Die Abbildung 4-15 zeigte bereits die Stromverläufe der Versuche EXG-III-1 und EXG-III-2 in der Kompressionsphase. Der zeitliche Verlauf des Flußkoeffizienten λ ließ sich aus den Versuchsdaten und der berechneten Induktivität bestimmen, da durch die Messung der Lage der Detonationsfront relativ zu den übrigen Meßsignalen eine Korrelation zwischen ihnen und der Kompression hergestellt wurde. Die Abbildung 5-6 zeigt graphisch das Ergebnis für einzelne Meßpunkte. Der im Generator eingeschlossene magnetische Fluß nimmt nahezu linear mit zunehmender Kompressionszeit ab, ge-

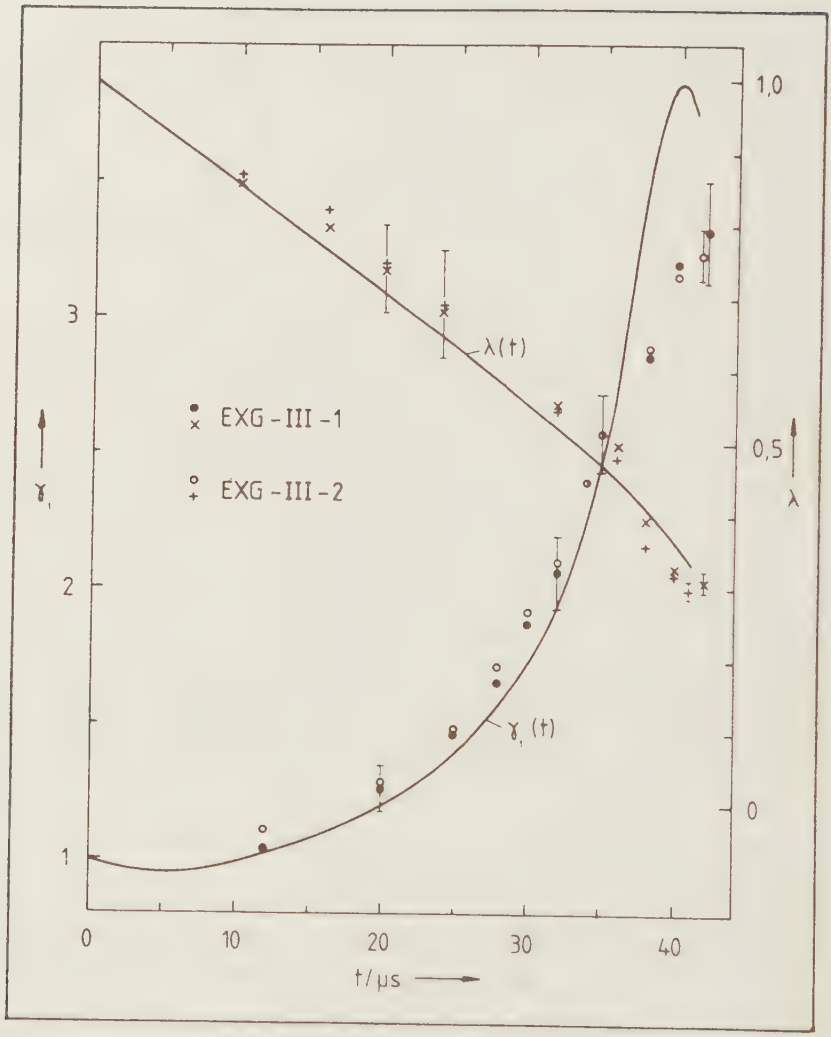

Abbildung 5-6: Wiederholbarkeit des Verlaufs der Stromverstärkung und des Flußkoeffizienten bei zwei identisch durchgeführten Experimenten

gen Ende der Kompression nehmen die Verluste noch zu. Eine Erklärung dieses Verhaltens gibt der nächste Abschnitt. Zusätzlich sind die numerisch berechneten Kurven des Flußkoeffizienten und der Strommultiplikation sowie einzelne Strommeßpunkte mit Fehlerbalken dargestellt. Auch hier wird die gute Übereinstimmung zwischen der Theorie und dem Experiment sowie die gute Wiederholbarkeit der Versuche deutlich.

5.6 Diskussion der Stromverstärkung

In den Versuchen mit dem Explosivgenerator EXG-III wurde eine Abhängigkeit der Stromverstärkung von der Anfangsstromstärke i_0 festgestellt. Die Abbildung 5-7 zeigt die zeitliche Abhängigkeit der Strommultiplikation $\gamma_i(t)$ und des Flußkoeffizienten $\lambda(t)$ für die Explosivgeneratorversuche EXG-III-2 mit i_0 = 345 kA und EXG-III-4 mit i_0 = 42 kA. In den ersten 35 µs der Kompression stimmen die entsprechenden Kurven im Rahmen der Meßgenauigkeit überein, in den letzten 8 µs dagegen steigt die Stromverstärkung des Versuchs mit kleinem i_0 steiler an als die des anderen.

Dieses Verhalten läßt sich mit der zugrunde liegenden Theorie sehr gut erklären: die Erwärmung des Leiters bedingt ein Anwachsen der magnetischen Flußschichtdicke (vgl. Gleichung (5-17)) und damit eine Vergrößerung der in ihn hineinfließenden Energie; dies führt zu einer weiteren Aufheizung und

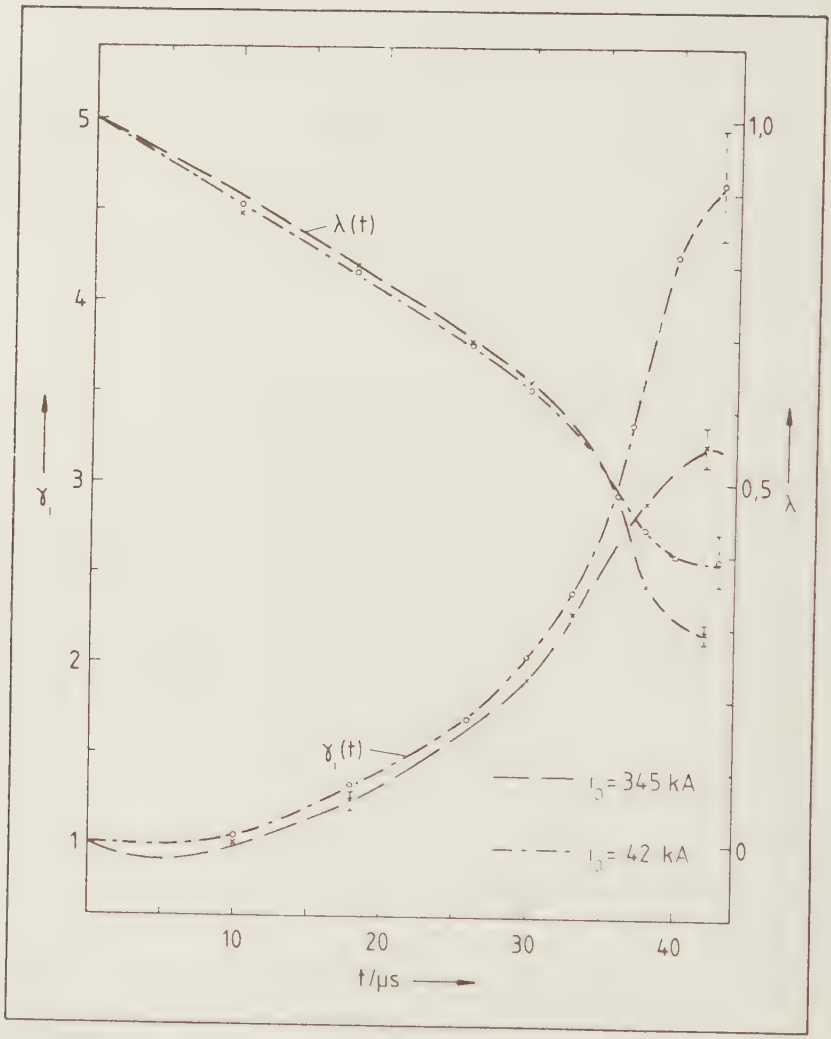

Abbildung 5-7: Abhängigkeit der Stromverstärkung und des Flußkoeffizienten von der Anfangsstromstärke i_0

zu einer zusätzlichen Vergrößerung der Flußschichtdicke, so daß der Vorgang sich auf diese Weise aufschaukelt.

Die Abhängigkeit der Stromverstärkung von der Anfangsstromstärke i_0 wurde für den Generator EXG-III an dem numerischen Modell untersucht. Hierzu wurde i_0 im Intervall von 10 kA bis 4 MA variiert und der entsprechende Endstrom i_f berechnet. Abbildung 5-8 zeigt das Ergebnis. Deutlich erkennt man, daß der Strom i_{max}, der sich nach Gleichung (4-7) zu 3.3 MA bestimmt, auch im Modell die obere Grenze für den Endstrom bildet. Wie zu erwarten treten bei Ausgangsströmen über 1 MA sehr hohe Flußverluste auf. Die Abbildung 5-9 gibt einen Überblick über die Stromverstärkung γ_{if} im Intervall zwischen 0 und 400 kA zusammen mit den experimentellen Ergeb-

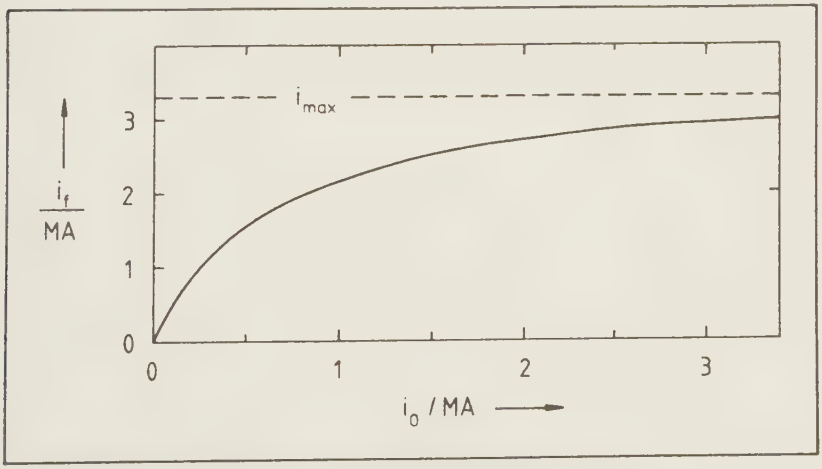

Abbildung 5-8: Endstrom in Abhängigkeit des Primärstroms

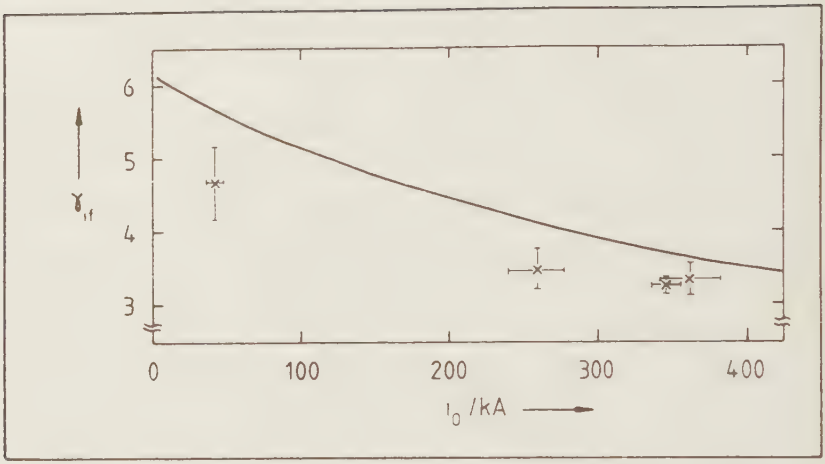

Abbildung 5-9: Stromverstärkung in Abhängigkeit vom Anfangsstrom und experimentelle Ergebnisse

nissen. Auch hier wurde eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen den berechneten und den gemessenen Werten erreicht.

Aufgrund der starken Abhängigkeit der Stromverstärkung vom Strom eignet sich der untersuchte Generator nur für Endströme bis etwa 1 MA. Oberhalb dieser Grenze steigen die Verluste so stark an, daß nur noch eine geringe Stromverstärkung erzielbar ist.

Zur Verbesserung dieses Verhaltens sind zwei Möglichkeiten denkbar:

a) durch Vergrößern der Leiterdurchmesser sinkt die Magnetfeldstärke an deren Oberflächen und damit die Diffusionsverluste;

b) durch Verkürzen der Kompressionszeit sinkt die Zeitkonstante τ, und somit verringern sich die Verluste.

Der erste Fall erfordert eine deutliche Erhöhung der Sprengstoffmenge. Damit steigen ebenfalls die Aufwendungen für Schutzmaßnahmen.

Die zweite Möglichkeit erhöht die technischen Schwierigkeiten. Da eine Steigerung der Detonationsgeschwindigkeit nicht möglich ist, bietet es sich hier an, die Belegung an den gegenüberliegenden Enden zu initiieren. Somit laufen die Detonationsfronten aufeinander zu, so daß die Kompressionszeit halbiert wird. Hier liegen die Probleme in der gleichmäßigen Initiierung und im Anschluß der Lastinduktivität.

6 Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit bestand in der Entwicklung und Erprobung eines koaxialen Flußkompressions-Generators, dessen Außenleiter durch detonierenden Sprengstoff komprimiert wird. Dabei wurde die Sprengstoffmenge wegen der notwendigen Schutzmaßnahmen im Hinblick auf eine mögliche Anwendung in Verbindung mit einem Plasmafokus zunächst auf etwa 1 kg begrenzt.

Ausgehend von röntgenographischen Untersuchungen an kollabierenden Kupferhohlzylindern wurde eine Anordnung gefunden, die sowohl eine maximale Umsetzung der chemischen Energie des Sprengstoffs in kinetische Energie erlaubt als auch eine ausreichende mechanische Festigkeit und Bearbeitbarkeit besitzt. Experimentelle Untersuchungen des Aufbaus mit einem zusätzlichen koaxialen Innenleiter zeigten eine gute Übereinstimmung mit einer hydrodynamischen Theorie dieses Fließvorgangs, bei dem die Metalleinlage als ideale, inkompressible Flüssigkeit angesehen wird.

Die Strommessung nutzte die Faradaydrehung von linear polarisiertem Licht im Magnetfeld der induktiven Last aus. Die Genauigkeit ist winkelabhängig und steigt mit wachsender Drehung; die hohe Verdet-Konstante des benutzten Mediums CS_2 ermöglicht die Bestimmung der Stromstärke im Bereich von 1 MA mit einem Fehler von weniger als 2%. Zusätzlich wurden kleine induktive Sonden verwendet, um Schaltzeitpunkte und Unregelmäßigkeiten in der Kompressionsphase zu erkennen. Mit Pin-Kontakt-Sonden, die seitlich an der Sprengstoffbelegung angebracht waren, wurde die Lage der Detonationsfront relativ zu den Stromsignalen bestimmt.

Das Einschalten der Kondensatorentladung zur Erzeugung der Anfangsstromstärke, das Abtrennen des Generators im Strom-

maximum und die gleichmäßige ringförmige Initiierung der Belegung erfolgten mit einer sprengstoffbetriebenen Schalteranordnung. Diese enthielt den einzigen Zündpunkt des Systems. Die Schalter waren als Schneidladungen ausgebildet, um einen definierten Kontakt zu erhalten.

Der in mehreren Schritten entwickelte koaxiale Explosivgenerator erzielte bei einer Eigeninduktivität von 110 nH in einer Last von 10 nH einen Endstrom von 1.2 MA bei einer Anfangsstromstärke von 362 kA. Dabei zeigte sich auch bei den hohen Endströmen eine sehr gute Wiederholbarkeit der Experimente. Für die Stromverstärkung wurde eine Abhängigkeit von der Anfangsstromstärke festgestellt.

Parallel zu den Experimenten wurde ein numerisches Modell entwickelt. Es geht von der experimentell bestätigten hydrodynamischen Theorie aus und berechnet den Strom in der Kompressionsphase mit einer aus dem Prinzipschaltbild hergeleiteten Formel unter Berücksichtigung der Magnetfelddiffusion. Mit diesem Modell kann der Strom in guter Übereinstimmung zu den experimentellen Ergebnissen beschrieben werden. Die Rechnungen zeigen deutlich den Einfluß der nichtlinearen Diffusion bei hohen Anfangsstromstärken.

Literaturverzeichnis

/1/ I. P. TERLETSKII
Production of very strong magnetic fields by rapid compression of a conducting shell
Sov. Phys. - JETP 5 (1957) 301

/2/ C. M. FOWLER, R. S. CAIRD, W. B. GARN
Production of very high magnetic fields by implosion
J. Appl. Phys. 31 (1960) 588

/3/ H. KNOEPFEL, F. HERLACH
Proc. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation and Related Experiments
Eur 2750e, Brüssel (1966)

/4/ P. J. TURCHI
Megagauss Physics and Technology
Plenum Press, New York (1980)

/5/ F. HERLACH
Megagauss magnetic fields
Rep. Progr. Phys. 31 (1968) 341

/6/ H. KNOEPFEL
Pulsed High Magnetic Fields
North Holland Publishing, Amsterdam (1970)

/7/ C. M. FOWLER, R. S. CAIRD, W. B. GARN
An introduction to explosive magnetic flux compression generators
LA-5890-MS, Los Alamos (1975)

/8/ H. KNOEPFEL et al.
Generating and switching of magnetic energies in the megajoule range by explosive systems
Rev. Sci. Instr. 40 (1969) 60

/9/ E. I. BICHENKOV
Explosive generators
Sov. Phys. - Dokl. 12 (1969) 567

/10/ B. ANTONI, C. NAZET
Etude experimentale de generateurs plans a explosif par compression de champ magnetique
Do. 0058, Limeil (1974)

/11/ C. M. FOWLER et al.
Explosive generation of high magnetic fields in large volumes and solid state applications
in:
S. CHIKAZUMI, M. MIURA
Physics in High Magnetic Fields
Springer Verlag, Berlin, New York (1981)

/12/ C. M. FOWLER et al.
Pulse power application of flux compression generators
LA-UR-81-1601, Los Alamos (1981)

/13/ J. C. CRAWFORD, R. A. DAMEROW
Explosively driven high-energy generators
J. Appl. Phys. 39 (1968) 5224

/14/ J. W. SHEARER et al.
Explosive-driven magnetic-field compression generators
J. Appl. Phys. 39 (1968) 2102

/15/ E. AUVRAY et al.
Calculs et optimisation des generateurs de courant helicoidaux par explosif
Rev. Phys. Appl. 5 (1970) 301

/16/ J. MORIN, J. VEDEL
Generateurs de courants intenses par conversion d'energie explosif en energie electrique
C. R. Acad. Sc. Paris 272 (1971) 1232

/17/ B. ANTONI, C. NAZET
Etude experimentale et theorique des generateurs de courant helicoidaux a compression de champ magnetique
CEA-R-4662, Limeil (1975)

/18/ J. BERNARD et al.
An explosive-powered plasma-focus
Phys. Lett. 35A (1971) 288

/19/ B. ANTONI, Y. LANDURE, C. NAZET
The commutation of the energy produced by helical explosive generator using exploding foils
in:
Proc. Int. Conf. Energy Storage, Compression and Switching (1974)

/20/ C. M. FOWLER et al.
Flux compression generators as plasma compression power sources
LA-UR 79-1064, Los Alamos (1979)

/21/ R. S. HAWKE et al.
Railguns for equation-of-state research
AIP Conf. Proc. 78 (1981) 179

/22/ C. M. FOWLER et al.
Explosive flux compression generators for railgun power sources
IEEE Trans. Magn. MAG-18 (1982) 64

/23/ R. S. HAWKE et al.
Results of railgun experiments powered by magnetic flux compression generators
IEEE Trans. Magn. MAG-18 (1982) 82

/24/ E. I. BICHENKOV
"Bellows"-type explosive generators
in /4/ 181

/25/ E. C. CNARE
Magnetic flux compression by electrically imploded metallic foils
J. Appl. Phys. 37 (1966) 3812

/26/ M. DATE et al.
Topics on the generation and application of pulsed high magnetic fields in Osaka
in:
S. CHIKAZUMI, M. MIURA
Physics in High Magnetic Fields
Springer Verlag, Berlin, New York (1981)

/27/ R. S. CAIRD et al.
Explosive magnetic flux compression plate generators as fast high-energy power sources
LA-UR 76-2302, Los Alamos (1976)

/28/ R. S. CAIRD et al.
A survey of recent work on explosive-driven magnetic flux compression generators
LA-UR 79-1202, Los Alamos (1979)

/29/ C. M. FOWLER et al.
Pulse transformer operation in megagauss fields
in /4/ 275

/30/ C. M. FOWLER et al.
Explosively produced megagauss fields and applications
IEEE Trans. Magn. MAG-12 (1976) 1018

/31/ H. SCHOLLES
Erzeugung sehr hoher Stromstärken durch explosive Kompression magnetischer Felder
Staatsexamensarbeit, Düsseldorf (1978)

/32/ R. MEYER
Explosivstoffe
Verlag Chemie, Weinheim (1979)

/33/ H. LUDWIG
Röntgenblitzuntersuchungen der dynamischen Verformung von Kupferhohlzylindern
Diplomarbeit, Düsseldorf (1969)

/34/ R. SCHALL
Detonationsphysik
in:
K. VOLLRATH, G. THOMER
Kurzzeitphysik
Springer Verlag, Berlin, New York (1967)

/35/ H. R. KLEINHANSS, F. MÜLLER
Prinzipielle Überlegungen zum Aufbau einer Röntgenblitzapparatur
Forschungsbericht 1/65 FhG AGD, Düsseldorf (1965)

/36/ F. W. DÖRING
Messung der Detonationsgeschwindigkeit eines unter Stoßwellenbelastung stehenden Sprengstoffs mit einem 16-(32-)Kanal-Zeitintervallmeßgerät mit einer Zeitauflösung von 2 ns
Diplomarbeit, Düsseldorf (1977)

/37/ H. R. KLEINHANSS
Untersuchungen über die Wechselwirkung von Sprengstoffen verschiedener Detonationsgeschwindigkeit zur Auslösung gerichteter konzentrischer Detonationswellen
Dissertation, Düsseldorf (1970)

/38/ H. KASPARI
Einfluß der Detonationsrichtung auf die Beschleunigung von Cu-Platten unter Stoßwellenbelastung
Diplomarbeit, Düsseldorf (1974)

/39/ W. SUDHOFF
Untersuchungen zur Initiierung von Sprengstoffen durch Stoßwellen
Staatsexamensarbeit, Düsseldorf (1979)

/40/ Th. STERNE
A note on collapsing cylindrical shells
J. Appl. Phys. 21 (1950) 73

/41/ W. KEGLER
Einige Betrachtungen über die Herstellung von Trinitrotoluol-Hexogen-Gießlingen
Explosivstoffe 8 (1960) 1

/42/ A. REICHEL
Gegossenene Sprengladungen größter Güte
Explosivstoffe 16 (1968) 114

/43/ D. BELLARDTS
Röntgenographische Messungen an kollabierenden Kupfer-Hohlzylindern
Staatsexamensarbeit, Düsseldorf (1980)

/44/ H. R. KLEINHANSS
Untersuchungen über die dynamische Verformung von Cu-Hohlzylindern
Forschungsbericht 4/71 FHG AGD
Düsseldorf (1971)

/45/ K. HOLLENBERG, H. R. KLEINHANSS, H. SCHOLLES
Schneidladungsschalter für Entladungskreise in Bandleitergeometrie
Verhandl. DPG(VI) 16 (1981) 867

/46/ A. SOMMERFELD
Optik
Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig (1964)

/47/ A. PAPP, H. HARMS
Magneto-optical current transformer
Appl. Opt. 19 (1980) 3729

/48/ LANDOLT-BÖRNSTEIN Band I Teil 1, 6. Aufl.
Springer Verlag, Berlin, Göttingen,
Heidelberg (1950)

/49/ A. SCHWAB
Hochspannungsmeßtechnik, 2. Aufl.
Springer Verlag, Berlin, New York (1981)

/50/ P. HEROIN et al.
Measure d'un courant par un amperemetre a effet
Faraday
Rev. Gen. Electr. 76 (1967) 1045

/51/ R. J. THOMAS
High impulse current and voltage measurement
IEEE Trans. Instr. Meas. IM-19 (1970) 101

/52/ G. A. MASSEY et al.
Electromagnetic field components: their measure-
ment using linear electro-optic and magneto-
optic effects
Appl. Optics 14 (1975) 2712

/53/ R. HEBNER
Optical methodes of electrical measurement
at high voltage levels
Proc. IEEE 65 (1977) 1524

/54/ N. N. GENNADIEV et al.
Production and measurement of megagauss
fields in single-turn coils
in /4/ 27

/55/ R. A. NUTTELMAN et al.
Measurement of pulsed magnetic fields produced by flux compression in imploding liners
in /4/ 37

/56/ H. ZÖLLNER
Untersuchungen an einem Entladungskreis bei explosiver Kompression des Magnetfelds
Diplomarbeit, Düsseldorf (1980)

/57/ A. SCHAPER
Magneto-optische Messungen bei stromstarken Impulsentladungen
Staatsexamensarbeit, Düsseldorf (1981)

/58/ K. HOLLENBERG
Data acquisition system with 8 BIOMATION 8100 controlled by a 6800 microcomputer
Rev. Sci. Instr. 51 (1980) 1563

/59/ W. GEIGER, G. HONCIA
Versuche zur Erzeugung sehr hoher Temperaturen durch schnelle Gaskompression in sprengstoffgetriebenen rotationssymmetrischen "hard-core"-Anordnungen
Batelle Institut, Frankfurt (1970)

/60/ H. R. KLEINHANSS, H. SCHOLLES, H. ZÖLLNER
Explosivgenerator zur Erzeugung sehr hoher Stromstärken
Verhandl. DPG(VI) 17 (1982) 484

/61/ R. E. KIDDER
The compression of magnetic field inside a hollow explosive-driven cylindrical conductor
in /3/ 37

/62/ J. M. MCGLAUN, S. L. THOMPSON, J. R. FREEMANN
COMAG-III: A 2-D MHD code for helical generators
in /4/ 205

/63/ J. R. FREEMANN et al.
Numerical studies of helical CMF-generators
in /4/ 205

/64/ M. JONES
An equivalent circuit model for a solenoidal compressed magnetic field generator
in /4/ 249

/65/ T. J. TUCKER
A finite-element model of compressed magnetic field generator
in /4/ 265

/66/ J. D. LEWIN, P. F. SMITH
Production of very high magnetic fields by flux compression
Rev. Sci. Instr. 35 (1964) 541

LISTE DER VERWENDETEN SYMBOLE:

A:	Querschnitt
B:	magnetische Kraftflußdichte
b:	Dicke der Sprengstoffbelegung
C:	Kapazität
c_v:	spezifische Wärmekapazität
D:	Detonationsgeschwindigkeit
d:	Wandstärke
H:	magnetische Feldstärke
h:	Solenoidlänge
i:	Strom
j:	Stromdichte
J:	Intensität
K:	Kalibrierungsfaktor
L:	Induktivität
l:	Länge
m:	Masse
P:	Leistung
∂Q:	Wärmemenge
R:	ohmscher Widerstand
R_M:	Massenbelegung
r:	Radius
s_Φ:	Flußschichtdicke
t:	Zeit
V:	Verdet-Konstante
v:	Materialgeschwindigkeit
W:	Energie
α:	
φ:	Winkel
η:	
ϑ:	Temperatur in °C
λ:	Flußkoeffizient
μ:	Permeabilität
γ_L:	induktives Kompressionsverhältnis
γ_1:	Strommultiplikation
γ_W:	Energiemultiplikation
Φ:	magnetischer Fluß
ρ:	Dichte
σ:	Leitfähigkeit
τ:	Zeitkonstante

INDIZES:

C:	Kondensator
Cu:	Kupfer
D:	Detonation
d:	Düse
exp:	Sprengstoff
f:	Endwert
G:	Generator
IL:	Innenleiter
LA:	Lineraußenwand
LI:	Linerinnenwand
l:	Last
max:	Maximalwert
0:	Anfangswert

Dank

Diese Arbeit wurde am Physikalischen Institut I der Universität Düsseldorf angefertigt. Dem Leiter, Herrn Professor Dr. G. Decker, danke ich für die Bereitstellung des Arbeitsplatzes und für sein stetiges, förderndes Interesse.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. H. R. Kleinhanß. Er hat mir das Thema der Arbeit überlassen und mit vielen Diskussionen und Anregungen wesentlich zu ihrem Fortschritt beigetragen.

Den Mitarbeitern des Versuchsgeländes Neandertal, den Herren Dr. Hollenberg, Hoffmann, Lamberty und Zöllner, danke ich für die technische Vorbereitung und die tatkräftige Unterstützung beim Aufbau und der Durchführung der Experimente.

Bei der Feinmechanikwerkstatt unter der Leitung von Herrn Bölke und der Zentralwerkstatt unter der Leitung von Herrn Schiene bedanke ich mich für die Hilfsbereitschaft und die sorgfältige Arbeit.

Allen Mitarbeitern des Instituts danke ich für die kollegiale Zusammenarbeit.

Schließlich danke ich dem Minister für Wissenschaft und Forschung des Landes Nordrhein-Westfalen für die finanzielle Förderung dieses Forschungsvorhabens (AZ IVB5-FA 9063).

Lebenslauf

Am 15. Juni 1953 wurde ich, Herbert Scholles, als Sohn des Färber- und Chemisch-Reiniger-Meisters Josef Scholles und seiner Ehefrau Anneliese, geborene Enger, in Mönchengladbach geboren.

Vom Frühjahr 1959 bis 1963 besuchte ich dort die Volksschule, anschließend das Städtische mathematisch-naturwissenschaftliche Gymnasium, das ich im Mai 1971 mit der allgemeinen Hochschulreife verließ.

Ab 1. Juli 1971 leistete ich meinen Wehrdienst als Zeitsoldat bei der Bundeswehr ab, aus der ich am 30. Juni 1973 als Leutnant der Reserve ausschied. Während meines Studiums wurde ich 1976 nach drei Wehrübungen zum Oberleutnant der Reserve befördert.

Im Wintersemester 1973/74 begann ich an der Universität Düsseldorf mein Studium in Physik und Mathematik für das Lehramt am Gymnasium. Im Sommersemester 1976 wurde ich dort am Physikalischen Institut I als studentische Hilfskraft eingestellt. Das Erste Staatsexamen legte ich 1978 ab.

Vom November 1978 bis zum 31. August 1982 war ich als wissenschaftliche Hilfskraft am Physikalischen Institut I beschäftigt, seit 1.9.1982 arbeite ich dort als wissenschaftlicher Mitarbeiter.

Am 1.6.1979 heiratete ich die Lehrerin Angelika Puhl.

Nebenberuflich unterrichtete ich vom Schuljahr 1976/77 bis zum Schuljahr 1980/81 an der Aufbaurealschule in Düsseldorf.

Abstract

SCHOLLES, HERBERT

UNTERSUCHUNGEN ZUR STROMVERSTÄRKUNG DURCH MAGNETISCHE FLUSSKOMPRESSION IN EINEM KOAXIALEN EXPLOSIVGENERATOR

Ziel der Arbeit war die Entwicklung und Erprobung eines koaxialen Flußkompressions-Generators, dessen Außenleiter durch detonierenden Sprengstoff komprimiert wird. Ausgehend von röntgenographischen Untersuchungen an kollabierenden Kupferhohlzylindern wurde eine Anordnung gefunden, die sowohl eine maximale Umsetzung der chemischen Energie des Sprengstoffs in kinetische Energie erlaubt als auch eine ausreichende mechanische Festigkeit und Bearbeitbarkeit besitzt.

Die Strommessung erfolgte mit dem Faraday-Effekt, der aufgrund der gewählten Bedingungen und der Substanz CS_2 die Bestimmung der Stromstärken im Bereich um 1 MA mit einem Fehler unter 2% ermöglicht. Zusätzlich wurden kleine induktive Sonden zum Erkennen von Schaltzeitpunkten und Unregelmäßigkeiten sowie Pin-Kontakt-Sonden in einem hochspannungsfesten Aufbau zur Messung der Lage der Detonationsfront verwendet. Das Einschalten der Kondensatorentladung zur Erzeugung der Anfangsstromstärke, das Abtrennen des Generators vom Restkreis und die Einleitung der Kompression erfolgten mit einer sprengstoffgetriebenen Schalteranordnung.

Der in mehreren Schritten entwickelte koaxiale Explosivgenerator erzielte bei einer Eigeninduktivität von 110 nH in einer Last von 10 nH einen Strom von 1.2 MA bei einer Anfangsstromstärke von 362 kA. Hierzu wurden insgesamt 950 g Sprengstoff benötigt. Dabei zeigte sich sowohl eine sehr gute Wiederholbarkeit der Experimente als auch eine Abhängigkeit der Stromverstärkung von der Anfangsstromstärke. Parallel mit den Versuchen wurde ein numerisches Modell entwikkelt, das den Strom in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen beschreibt. Deutlich zeigt sich der Einfluß der nichtlinearen Magnetfelddiffusion.

Druck und Verarbeitung: copy shop, darmstadt, tel. 21353